SPEKTROMETRIE VON CUSP-ELEKTRONEN AUS ENERGETISCHEN (MeV) ION-ATOM UND ION-FESTKÖRPER-STÖSSEN

Ralf Schramm

Disbui. München

1988

RIJKS-
HERBARIUM
LEIDEN

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554827_0013

SPEKTROMETRIE VON CUSP-ELEKTRONEN AUS ENERGETISCHEN (MeV) ION-ATOM UND ION-FESTKÖRPER-STÖSSEN

Dissertation der Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians Universität
München

vorgelegt von
Ralf Schramm
aus Königstein

München den 8.12.1987

1. Gutachter: Prof. Dr. H.-D. Betz

2. Gutachter: Prof. Dr. R. Sizmann

Tag der mündlichen Prüfung: 3.3.1988

DISSERTATIONS- UND FOTODRUCK FRANK GmbH
8000 München 2, Gabelsbergerstr. 15, Tel. 288663

Zusammenfassung

Beim Durchgang geladener Teilchen durch Festkörperfolien oder Gase können anfangs gebundene Elektronen des Targets oder des Projektils in niedrig liegende Kontinuumszustände des Projektils übergehen. Der doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitt $\delta^2\sigma/\delta E\delta\Omega|_L$ für diese Prozesse divergiert im Laborsystem und ergibt im Geschwindigkeitsspektrum eine lanzenförmige Peakform (Cusp-Elektronen), deren Maximum bei der Geschwindigkeit des Projektils v_P lokalisiert ist, und deren Breite (FWHM) durch die Auflösung des Spektrometers wesentlich bestimmt sein sollte.

Es wurden sowohl Festkörpertargets verwendet, weil hier Produktions- und Transportmechanismen von Kontinuums- (sog. Konvoi-) Elektronen noch weitgehend unklar sind, als auch dünne Gastargets, in welchen der Produktionsprozeß im Einzelstoß untersucht werden kann.

Es wird in dieser Arbeit gezeigt, daß (1) die Erzeugung von Konvoi-Elektronen im wesentlichen in der Ionisierung gebundener Projektilionen zu sehen ist; (2) die spektrale Breite der Peaks wider Erwarten nur wenig von der Auflösung des Spektrometers abhängt; und (3) die mittlere freie Weglänge der Konvoi-Elektronen um etwa eine Größenordnung höher ist, als aus Streuexperimenten mit freien Elektronen zu erwarten wäre.

Bei der Verwendung von Gastargets bei sehr guter experimenteller Auflösung zeigt sich, daß bereits gebildete Kontinuumszustände mit hoher Wahrscheinlichkeit mit weiteren Targetatomen stoßen können, wobei die Geschwindigkeitsverteilung der Kontinuumszustände modifiziert wird. Somit kann ein energetisch verschobener zweiter Peak auftreten, der bei ungenügender Auflösung zu einer stark asymmetrischen Peakstruktur führt. Solche starken Asymmetrien sind oft beobachtet, jedoch theoretisch bisher nicht erklärt worden.

Inhaltsverzeichnis

1.	**Einleitung**	1
2.	**Eigenschaften der Geschwindigkeitsspektren von Elektronen**	5
3.	**Experimentelle Methode zur Spektrometrie in Vorwärtsrichtung emittierter Elektronen**	9
3.1	Die Streukammer	9
3.2	Winkeldreh- und Meßanordnung	9
3.3	Targetleiter und Targetrad	10
3.4	Blendensystem	11
3.5	Teilchennachweis	11
3.6	**Magnetisches Spektrometer**	12
3.6.1	Fokusierungseigenschaften des Magneten	14
3.6.2	Transmissionseigenschaften des Spektrometers	21
3.6.3	Elektronennachweis	23
3.6.4	Montierung und Justierung des Spektrometers	25
3.7	**Targets**	26
3.7.1	Festkörpertargets	26
3.7.2	Gastarget	27
3.7.2.1	Eigenschaften der Gaszelle	27
3.7.2.2	Eigenschaften eines Gasjets	27

3.8	**Elektronischer Aufbau**	28
3.8.1	Elektronische Pulsverarbeitung	28
3.8.2	Steuerung der Gaszufuhr	31
4.	**Rechnerunterstütztes Auswertesystem für Elektronenspektren**	33
4.1	Datenübertragung PC Commodore 8296 auf PDP 10	33
4.2	Auswerteprogramm ELSA	33
5.	**Übersicht über die Messungen**	35
6.	**Theoretische Grundlagen**	39
6.1	**Näherungsmodelle**	40
6.1.1	Binary Encounter Näherung	40
6.1.2	Plane-Wave-Born-Approximation	41
6.2	**Ladungsaustausch**	43
6.2.1	Die Oppenheimer-Brinkman -Kramers-Näherung	43
6.2.2	Elektroneneinfang ins Projektilkontinuum (ECC)	44
6.2.2.1	Dettmann-Modell	44
6.2.2.2	Macek-Modell (Fadeev-Theorie 1.Ordnung)	48
6.2.2.3	Salin-Modell	50
6.2.2.4	Asymmetriebeiträge zum ECC-Prozeß in 2.Bornscher Näherung	51
6.2.2.5	Die Impulsnäherung (IA)	52
6.2.2.6	Parametrisierung der Spektren mit Legendre-Polynomen	54

6.2.3 Elektronenverlust ins Projektilkontinuum 55
6.2.4 Strahlender Elektroneneinfang (REC) 56
6.2.5 Rydbergzustände 58
6.2.6 Das Wake Potential beim Durchflug geladener Teilchen durch Festkörper 58

7. Ladungs- und Targetdickenabhängigkeit der Konvoielektronenausbeuten beim Durchgang schneller Ionen durch Folien 61

7.1. Experiment mit 125 MeV $^{32}S^{10+..16+}$ C-Folien 61

7.1.1 Ergebnisse 61
7.1.2 Beschreibung des Experiments mithilfe eines Modells zur Berechnung der Zustandsentwicklungen in Folientargets 63
7.1.3 Diskussion 70

8. Analyse und Diskussion der Meßergebnisse 72

8.1 Cusp-Elektronen von Folientargets 72

8.1.1 Winkelverteilungen der Konvoielektronenausbeuten 73
8.1.2 Bestimmung absoluter Cusp-Elektronenausbeuten 78
8.1.3 Halbwertsbreiten von Konvoielektronenverteilungen als Funktion der Projektilgeschwindigkeit 80
8.1.4 Einfluß des Spektrometers auf beobachtete Rydbergelektronen 86
8.1.5 Geschwindigkeits- und Projektilkernladungsabhängigkeit der Konvoielektronenausbeuten 88

8.2 Cusp-Elektronen bei Gastargets 92

8.2.1 Halbwertsbreiten der Cusp-Elektronenverteilungen 92

8.2.2 Doppelstruktur in Cusp-Elektronenspektren 96

8.3 **Bestimmung doppeltdifferentieller Wirkungsquerschnitte $\delta^2\sigma/\delta E\delta\Omega$** 99

8.3.1 Vergleich des Binary-encounter Peaks mit Rechnungen zum Compton-Profil von Kohlenstofftargetatomen; Impuls- und Winkelauflösung des Spektrometers 100

8.3.2 Doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitte 102

8.3.3 Diskussion der Meßergebnisse 107

9. **Schlußbemerkungen** 112

10. **Anhang A**

Spektrometer-Transmissionsrechnungen

Referenzliste

1. Einleitung

Bei der Wechselwirkung eines geladenen Teilchens mit einem Atom oder Molekül werden während des Stoßes meist ein oder mehrere Elektronen frei. Die Produktion von Elektronen durch Ionenstoß ist in vielen Zweigen der Physik und verwandten Wissenschaften von großem Interesse. Daher hat die Elektronenspektroskopie bei Ion-Atom-Stößen in der Vergangenheit viel Aufmerksamkeit erhalten. Atomare Strukturen sowie dynamische Anregungsmechanismen konnten so untersucht werden. Diese Bemühungen lieferten wichtige Informationen über Elektronenproduktionsmechanismen bei Stößen zwischen Ionen und Atomen.

Seitdem die atomare Struktur der Materie erkannt wurde, galt der Wechselwirkung schneller geladener Teilchen mit den Elektronen eines Atoms großes Interesse. Bereits 1912 entwickelte Rutherford seine bekannte Formel zur Beschreibung von Stößen zwischen Punktladungen. Diese Formel basierte auf klassischen Theorien der Mechanik und Elektrodynamik und kann auf den Stoß geladener Teilchen mit freien Elektronen angewendet werden. Mit der Entwicklung der Quantenmechanik konnte der Ion-Elektron-Stoß genauer behandelt werden. Bethe /BET33/ benutzte die Bornsche Näherung /BOR26/ um Anregung von Ionen und Ionisation von gebundenen Elektronen eines Atoms zu berechnen. Die Theorie liefert nützliche Ausdrücke für den Energieverlust eines Projektils und die Energie der ionisierten Elektronen /INO71/. In vielen Fällen finden klassische (oder halbklassische) Methoden zur Beschreibung von Ion-Atom-Stößen noch immer Verwendung. Auf der Basis von Rutherfords Formel entwickelte Gryszinsky /GRY65/ die Binary Encounter Theorie, die in vielen Fällen erfolgreich angewendet wird.

Obwohl in der Vergangenheit der Analyse der im Ionen-Stoß emittierten Elektronen großes Interesse galt, wurden vor den frühen 60er Jahren nur

wenige Elektronenmessungen durchgeführt. Blauth /BLA57/, Moe und Petsch /MOE58/ und Berry /BER61/ waren die ersten, die Elektronenemission in Ion-Atom-Stößen beobachteten. Die Experimente waren auf wenige Beobachtungswinkel beschränkt und die Ergebnisse oft behindert durch Probleme beim Nachweis niederenergetischer Elektronen. 1963 berichteten Jorgensen et.al. /KUY63/, /RUD63/ von einer Reihe von Experimenten über absolute Wirkungsquerschnitte für Elektronenproduktion in Ion-Atom-Stößen. In diesen Experimenten wurden zum erstenmal fast vollständige Energie- und Winkelverteilungen der emittierten Elektronen gemessen, jedoch konnte die Elektronenemission bis Ende der 60er Jahre aufgrund experimenteller Bedingungen nicht unter 0° relativ zur Strahlachse beobachtet werden. Ein besonderes Augenmerk richtete sich daher auf die erst 1970 entdeckten Cusp-Elektronen /CRO70/. Darunter versteht man Target- oder Projektilelektronen, die nach dem Stoß in energetisch niedrig liegende Kontinuumszustände des Projektils übergehen. Ihr Geschwindigkeitsvektor $\vec{v}_e$ ist daher in Betrag und Richtung gleich demjenigen des Projektils $\vec{v}_p$.

Die in den Elektronengeschwindigkeitsspektren beobachteten, sich überlagernden Strukturen können verschiedenen, zur Emission von Elektronen führenden Mechanismen zugeordnet werden:

1) direkte Ionisation des Targetatoms durch Wechselwirkung mit dem Projektilkern.
2) Emission von Auger- und Autoionisationselektronen beim Zerfall ionisierter and angeregter Zustände der Elektronenhülle der Stoßpartner.
3) Einfang eines Targetelektrons in Kontinuumszustände des Projektils (Electron Capture to the Continuum,ECC) (vgl. z.B. /MAC70/) sowie
4) direkte Ionisation des Projektils durch Wechselwirkung mit dem Targetkern (Electron Loss to the Continuum,ELC) (vgl. z.B. /DRE76/).

Die beiden letztgenannten Prozesse führen zu einer scharfen Peakstruktur (Cusp) im Geschwindigkeitsspektrum der Elektronen, deren Maximum bei der

Elektronengeschwindigkeit $v_e = v_P$ liegt. Der Cusppeak wird daher ausschließlich bei Elektronenemissionswinkeln nahe oder gleich 0° beobachtet ($|\theta| < 5°$). Im Einzelstoß erlaubt die Analyse der Cusp-Peakformen im Geschwindigkeitsspektrum gemeinsam mit deren Winkelverteilung Rückschlüsse auf die ursprüngliche Verteilung der Elektronen im Kontinuum des Projektils zu ziehen.

Obwohl seit Anfang der 70er Jahre der Ladungstransferprozeß ins Kontinuum des Projektils an vielen Stoßsystemen sowohl theoretisch als auch experimentell untersucht wurde (für eine Übersicht siehe z.B. /GRO76/), ist dessen Mechanismus noch immer nicht vollständig geklärt. Insbesondere waren die experimentell beobachteten Peakbreiten oft größer als die theoretisch berechneten (z.B. /DET74/). Im Gegensatz zu den unter Einzelstoßbedingungen emittierten Elektronen erlauben die bei Ionen-Festkörperwechselwirkungen emittierten Elektronen in der Regel keine direkte Information über den eigentlichen Produktionsvorgang im Festkörper, da die einmal produzierten Elektronen beim Durchdringen des Festkörpers weitere, andere Wechselwirkungen erleiden. Die sich in den gemessenen Elektronenausbeuten wiederspiegelnden Festkörperwechselwirkungen kann man prinzipiell drei Ursachen zuordnen:

1. Der eigentlichen Produktion der Elektronen innerhalb des Festkörpers, die sich unterscheiden kann gegenüber derjenigen in Einzelstoßbedingungen.
2. Dem Transport der produzierten Elektronen durch den Festkörper, der die Intensitäts- und Energieverteilung dieser Elektronen beeinflußt.
3. Der Transmission der Elektronen durch die Festkörperoberfläche.

In dieser Arbeit sollen zwei Aspekte näher untersucht werden: Das Auftreten einer neuartigen Doppelstruktur in Cusp-Elektronenspektren bei Ion-Atom-Stößen deutet neben der Produktion der Cusp-Elektronen auf zusätzliche Prozesse hin; bei Ion-Festkörper-Stößen soll ein Populations-

modell beim Durchgang von 125 MeV $^{32}S^{10+..16+}$ durch Kohlenstoffolien /HÖP85/ angewendet werden. Das Modell berechnet u.a. die Ausbeute von Konvoielektronen und soll im Vergleich mit experimentellen Ergebnissen getestet werden, um auf mögliche Produktions- und Transportmechanismen schließen zu können.

2. Eigenschaften der Geschwindigkeitsspektren von Elektronen

Die im Ion-Atom-Stoß beobachteten Geschwindigkeitsspektren setzen sich aus verschiedenen Elektronenbeiträgen zusammen, die sich überlagern und verschiedenen Produktionsmechanismen zugeordnet werden können. Will man einen Produktionsprozeß gezielt untersuchen, muß man dessen Anteil im Spektrum von den anderen trennen; die Kenntnis der Struktur der Elektronenspektren ist daher unerläßlich. Abbildung 2.1 zeigt die typische Form von Elektronengeschwindigkeitsspektren unter einem Beobachtungswinkel von $\Theta=0^{\circ}$.

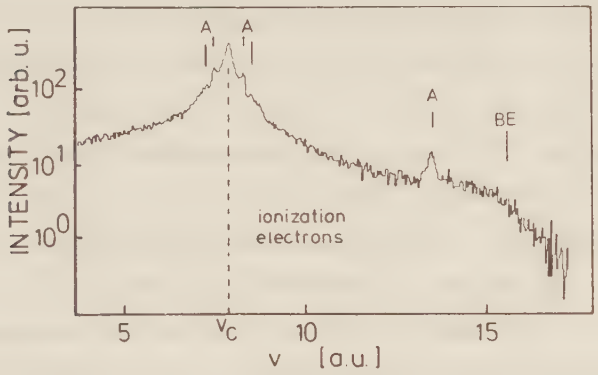


Abb.2.1 *Experimentelles Elektronengeschwindigkeitsspektrum in Vorwärtsrichtung beim Beschuß von Neon-Gas mit 25 MeV O^{5+}.*

Im Elektronenspektrum sind mehrere Anteile erkennbar, deren Ursprung unterschiedlichen Elektronenproduktionsprozessen zugeordnet werden muß.

a) Übergänge ins Targetkontinuum

Allen Spektren gemeinsam und unabhängig vom Beobachtungswinkel θ ist ein mit zunehmender Elektronengeschwindigkeit v_e im Wirkungsquerschnitt über mehrere Größenordungen abfallender kontinuierlicher Anteil. Er entsteht durch die direkte Ionisation des Targets durch das Projektil mit der Geschwindigkeit v_P, d.h. durch die Wechselwirkung des Projektilkerns mit den Targetelektronen und besitzt ein mit zunehmender Projektilgeschwindigkeit ausgeprägteres Maximum bei der Elektronengeschwindigkeit $v_e(BE) \approx 2v_P \cos\theta$. Diese Geschwindigkeit $v_e(BE)$, die dem Maximum des Binary Encounter-Peaks (BEP) entspricht, ergibt sich nach dem Impuls- und Energieerhaltungssatz aus dem maximal möglichen Impulsübertrag auf ein freies, ruhendes Targetelektron. Der BEP stammt von den schwach gebundenen Elektronen der äußeren Schalen des Targetatoms, die bei Stößen mit kleinen Stoßparametern den maximalen Impulsübertrag erfahren haben (Binary Collisions). Die Breite des BEP resultiert aus der Impulsverteilung dieser Elektronen. Die Beobachtung von Ionisationselektronen bei Geschwindigkeiten $v_e > v_e(BE)$ ergibt sich aufgrund hoher Impulskomponenten stärker gebundener Elektronen in inneren Schalen des Targetatoms. Die meisten Ionisationselektronen jedoch findet man bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten. Sie stammen aus Stößen mit großen Stoßparametern (Soft Collisions), bei denen der Impulsübertrag gerade ausreicht um sie vom Targetatom zu lösen.

b) Augerlinien

Eine weitere ausgeprägte Struktur im Elektronenspektrum (ABB.2.1) sind Auger-linien /AUG23/. Diese sind auf mehrere im Spektrum nicht aufgelöste KLL-Augerübergänge des Sauerstoff-Projektils zurückzuführen (vgl. z.B./STO78/), bei denen eine durch direkte Ionisation des Projektils entstandene K-Schalen-Leerstelle von einem L-Elektron unter Emission ei-

nes weiteren L-Elektrons aufgefüllt wird. Die Augeremission tritt als Konkurrenzprozeß zur Emission von charakteristischer Röntgenstrahlung auf und die emittierten Elektronen haben ebenso wie Röntgenquanten eine für den Übergang charakteristische kinetische Energie. Augerelektronen von Projektilen sind zudem noch zu höheren Energien verschoben, da sie von bewegten Systemen emittiert werden /GRO75/ /STO78/. Aufgrund unterschiedlicher Auswahlregeln ist die Anzahl möglicher Augerübergänge jedoch viel größer als die charakteristischer Röntgenübergänge und die Energien der emittierten Augerelektronen hängen empfindlicher von der Elektronenkonfiguration in äußeren Schalen ab. Augerspektren sind daher im allgemeinen wesentlich komplexer als Röntgenspektren, enthalten aber auch detailliertere Informationen.

c) Übergänge ins Projektilkontinuum

Bei Stößen eines Ions mit Atomen eines Gases oder Festkörpers beobachtet man im Elektronenspektrum unter $\Theta=0°$ einen scharfen Peak bei $v_e=v_P$ (Elektronen- und Projektilgeschwindigkeit stimmen in Betrag und Richtung überein, $\vec{v}_e=\vec{v}_P$), der wegen seiner lanzenartigen Form "Cusp" genannt wird (vgl. Abb.2.1). Diese Elektronen repräsentieren im Falle elektronenreicher Projektilionen hoher Geschwindigkeit ($v_e \gg v_0$) anfangs gebundene Elektronen des Projektils, die beim Stoß mit dem Targetatom in niedrig liegende Kontinuumszustände des Projektils übergehen (Electron Loss to the Continuum, **ELC**). In Analogie zur direkten Targetionisation kann der **ELC**-Peak durch direkte Ionisation des Projektils betrachtet werden, wenn man die Rolle von Projektil und Target vertauscht und den Ionisationsprozeß im Ruhesystem des Projektils betrachtet. Dann wird das Spektrum der ionisierten Projektilelektronen im Ruhesystem des Projektils das gleiche Verhalten zeigen, wie das der Targetelektronen im Laborsystem:

die meisten Elektronen werden mit kleinen Geschwindigkeiten relativ zum Projektil emittiert. Die Stoßkinematik führt dazu, daß die Projektilionisationselektronen im Laborsystem den **ELC**-Peak bilden, dessen Peaklage von der Projektilgeschwindigkeit bestimmt wird /DRE76/.

Beim Stoß nackter Projektile mit einem Targetatom beobachtet man im Geschwindigkeitsspektrum der Elektronen unter $\Theta=0^{\circ}$ in Vorwärtsrichtung den **ECC**-Peak (Electron Capture to Continuum). Er wird auf den Einfang eines anfangs gebundenen Targetelektrons in Kontinuumzustände des Projektils zurückgeführt; das Projektil wird nach dem Stoß von einem freien, im Laborsystem praktisch gleich schnellen Targetelektron begleitet. Der **ECC**-Prozeß läßt sich als Sonderfall der Targetionisation durch Einfang in gebundene Zustände des Projektils auffassen /DET74/. Seine Intensität fällt jedoch mit zunehmender Projektilgeschwindigkeit rasch ab /BRE72/ /AND86/. Die ähnliche Spektrenform von **ECC**- und **ELC**-Peak läßt sich auf ähnliche Endzustände des Stoßsystems zurückführen, das aus Target, Projektil und einem freien Elektron mit Projektilgeschwindigkeit besteht. Dieses Elektron stammt beim **ECC**-Prozeß vom Target, beim **ELC**-Prozeß vom Projektil. Beim Einschuß von nur teilweise ionisierten Projektilen können, abhängig von der Geschwindigkeit der Ionen, jedoch sowohl **ELC** als auch **ECC** Beiträge zum Cusp liefern.

3. Experimentelle Methode zur Spektrometrie in Vorwärtsrichtung emittierter Elektronen

3.1. Die Streukammer

Die Experimentierkammer wurde aus Aluminium hergestellt, um bei Verwendung eines magnetischen Spektrometers möglichst jeden Einfluß magnetisierbarer Materialien auf die Elektronenbahnen auszuschließen. Sie hat einen Durchmesser von 60 cm und eine Höhe von 20 cm. Sie ist auf zwei Platten montiert, die an ihren vier Enden mit Stellschrauben eine genaue Ausrichtung der Kammer in der Höhe und Waagerechten ermöglichen. Das Volumen der Kammer wird durch eine Turbomolekularpumpe (Saugvermnögen 450 l/s) evakuiert, die am Boden der Kammer angeflanscht ist. In einem späteren Aufbau wurde die Turbopumpe durch eine Kryopumpe ersetzt und eine weitere kleinere Turbopumpe (150 l/s) an der Seite der Streukammer montiert. Der Deckel der Streukammer ist über den gesamten Durchmesser abnehmbar und ermöglicht so, Änderungen im Innern der Kammer vorzunehmen.

3.2 Winkeldreh- und Meßanordnung

Da die Emission der Cusp-Elektronen in Vorwärtsrichtung sehr genau in Projektilrichtung konzentriert ist, muß das Spektrometer im Winkel genau und reproduzierbar justiert werden können ($\theta < 0.1^{\circ}$). Dazu wurde ein Drehkranz konstruiert, der über Kugellager am Kammerboden geführt wird. Er hat an seinem Rand eine 90° Zahnung und kann mit einer Vakuumdrehdurchführung, die am Kammerboden angebracht ist, von außen gedreht werden. So kann man prinzipiell Elektronen spektroskopieren, die unter einem Winkel $\theta < 45^{\circ}$ relativ zur Strahlachse vom Target emittiert werden. Der Mittelpunkt des Drehkranzes ist in Strahlrichtung asymmetrisch näher

zum Strahleintritt in die Kammer gewählt worden, um den Spektrometeraufbauten an der dem Strahlaustritt zugewandten Seite der Kammer genügend Raum zu lassen.

Die Einstellung und Ablesung der Drehkranzstellung erfolgt mit einem Mehrwendel-Drehpotentiometer, das über einen Riemenantrieb mit der Drehdurchführung außerhalb der Kammer befestigt ist. Die Reproduzierbarkeit der Winkeleinstellung wird durch die Genauigkeit des Potentiometers praktisch nicht eingeschränkt, sondern nur durch einen gewissen Schlupf der Zahnräder bei der Bewegung des Drehkranzes. Es konnte nachgewiesen werden, daß die Einstellgenauigkeit, und damit die Reproduzierbarkeit aufgenommener Spektren, besser als 0.1° beträgt.

3.3 Targetleiter und Targetrad

Um möglichst viele unterschiedliche Folientargets in den Strahlengang einführen zu können, wurde eine Targetleiter und ein Targetrad konstruiert, die gleichzeitig installiert werden können, sodaß wahlweise ein Target der Targetleiter oder des Targetrades oder beide gleichzeitig mit den Projektilen wechselwirken können. Die Targetleiter ist an einer Drehschiebe-Vakuumdurchführung am Kammerdeckel befestigt und kann von außen manuell in den Strahlengang geführt werden. Auf ihr finden bis zu sieben Folientargets Platz. Sie ist so installiert, daß die Wechselwirkungszone der Projektile mit der Folie im Zentrum des Drehkranzes liegt. Das Targetrad ist am unteren Ende des Kammerdeckels montiert. Sein Abstand zur Targetleiter beträgt ca. 5mm, liegt also etwas außerhalb des Zentrums des Drehkranzes. Das Targetrad wird durch einen Elektromotor mit großer Getriebeübersetzung gedreht. Hierauf lassen sich 17 weitere Folientargets montieren.

3.4 Blendensystem

Bei der Spektroskopie unter 0° emittierter Elektronen muß der Projektilstrahl möglichst gut definiert sein und daher eine geringe Winkeldivergenz aufweisen. Man muß ihn daher durch Verwendung geeigneter Blenden sorgfältig kollimieren. Zur Ausblendung des Strahls dienen zwei Doppelblendensysteme, deren Eintrittsblenden den Strahl definieren, und deren Austrittsblenden gestreute Projektile auffangen sollen. Ein solches Blendensystem ist am Kammereingang befestigt, ein zweites kann einige Zentimeter vor dem Target eingesetzt werden. Es ist auf einem dreieckigen Tisch befestigt und kann durch drei Rändelschrauben mit Feingewinde, die an fixierte Punkte im Kammerboden aufgesetzt werden, exakt in der Höhe und in der Waagerechten ausgerichtet werden. In der Mitte zwischen der Eintritts- und Austrittsblende dieses Blendensystems befindet sich ein elektrisch isolierter Metallring, der über eine elektrische Durchführung auf ein elektrisches Potential gelegt werden kann, um so z.B. an der Eintrittsblende entstandene sekundäre Elektronen abzusaugen. Typische Ein- bzw. Austrittsblendenöffnungen waren 0.8 bzw. 1 mm Durchmesser.

3.5 Teilchennachweis

Unter beliebigen Winkeln Θ zum Target läßt sich ein Oberflächen-Sperrschichtzähler (Surface Barrier Detector BL 17-100-50, Ortec) montieren. Er dient zum Nachweis elastisch gestreuter Projektile und damit zur Kontrolle der Targetdicke insbesondere bei Verwendung von Folientargets, da die Anzahl dN der in einen Raumwinkel $d\Omega$ gestreuten Projektile nach der Rutherfordschen Beziehung direkt proportional der Targetdicke x ist:

(Gl.3.1) $dN=N*n*\ x*(Z_P)^2*(Z_T)^2*e^4 d\Omega/(E^2*\sin^4(\frac{1}{2}\Theta))$

mit Θ = Ablenkwinkel

E = Energie der Teilchen

N = Anzahl der Teilchen im Projektilstrahl

Z = Kernladung von Projektil P und Target T

e = Elementarladung

Im allgemeinen sind die geometrischen Faktoren (Θ,$d\Omega$) nicht genügend genau bekannt, so daß die Targetdicken nur relativ zueinander bestimmt werden können. Weiterhin kann man mit diesem Detektor beim Einstellen des Projektilstrahls empfindlich erkennen, ob der Strahl die Blenden ohne Streuung durchdringt.

3.6 Magnetisches Spektrometer

Bei der Spektrometrie der in Strahlrichtung emittierten Elektronen ist es wichtig, daß der Ionenstrahl das Spektrometer ungehindert passiert, da sich sonst dem Spektrum ein hoher Sekundärelektronenuntergrund durch Streuung an Spektrometerstrukturen überlagert. Elektrostatische Analysatoren haben im allgemeinen den Nachteil, daß der Beobachtungswinkel für Elektronen in Vorwärtsrichtung auf sehr kleine Winkel relativ zur Strahlachse beschränkt ist, ohne daß der Projektilstrahl den Rand der Öffnungen in den Ablenkplatten trifft. Daher wurde ein magnetisches Kreissegment-Spektrometer gebaut, das diesen Nachteil nicht aufweist.

Der den Elektronenstrahl ablenkende Teil des Spektrometers besteht aus zwei parallelen, im Abstand von 10 mm montierten 20mm dicken Weicheisenteilen (Abb.3.6.1), die von einem Joch gehalten werden.

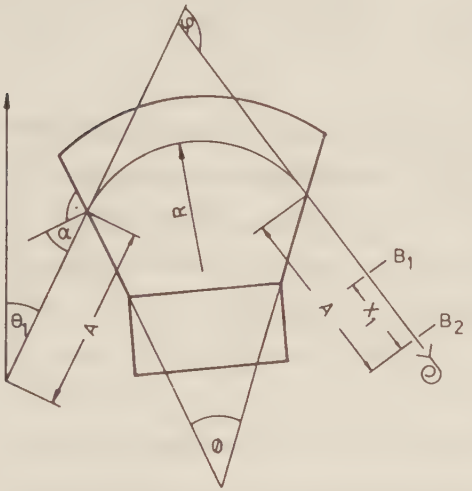


Abb.3.6.1 ***Schematische Darstellung des Ablenkmagneten***

Um die Weicheisenteile gegen Korrosion zu schützen wurden sie galvanisch verkupfert, vernickelt und verchromt. Zur Erzeugung des Magnetfeldes dienen zwei Erregerspulen mit je 50 Windungen aus 0.6 mm dickem lackisoliertem Kupferdraht, die sich zur Verringerung des Streuflusses direkt an den Polschuhen des Magneten befinden. Der Umlenkwinkel der Elektronen beträgt φ =115° bei einem Radius von R=48 mm. Der Abstand A zum Target betrug ca. 65 mm, der Abstand der Blenden x_1 betrug 30 mm. Der Einschußwinkel zu Normalen zur Polschuhkante beträgt $\alpha \approx 38°$.

3.6.1 Fokussierungseigenschaften des Magneten

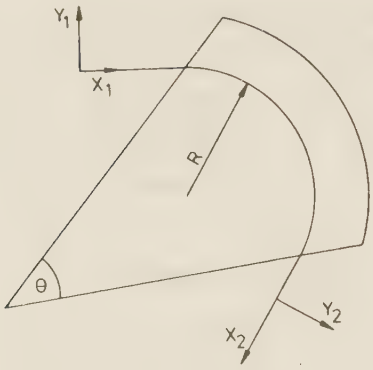


Abb.3.6.2 *Schematische Darstellung mit Koordinatensystem zur Berechnung der Transmissionseigenschaften des Magneten*

Abbildung 3.6.2 stellt einen Magneten dar, der einen Strahl geladener Teilchen fokussiert, ablenkt und aufstreut. Wir betrachten einen Magneten, der spiegelsymmetrisch zur Mittelebene (Ablenkebene) ist. Definiert man ein Koordinatensystem an der Eintrittseite des Magneten (x_1, y_1, z_1) mit Ursprung auf dem zentralen Teilchenstrahl, mit der x-Koordinate in Richtung des Teilchenstrahls, y-Richtung senkrecht dazu in der Ablenkebene und z-Richtung senkrecht zur Ablenkebene und ein ähnliches Koordinatensystem (x_2, y_2, z_2) an der Austrittseite des Magneten, wobei die x-Achse mit dem zentralen Strahl nach seiner Ablenkung durch den Magneten übereinstimmt, kann man die Position und Richtung eines beliebigen Strahls am Austritt des Magneten berechnen. Sind die Anfangskoordinaten (x_1, y_1, z_1), die Steigungen $y_1'=dy_1/dx_1$, $z_1'=dz_1/dx_1$ und die Impulsauflösung $\delta=\Delta p/p$ gegeben, kann man die Parameter nach Austritt aus dem Spektrometer bestimmen:

(Gl.3.6.1)
$$y_2 = f_1(y_1, y_1', z_1, z_1', \delta)$$
$$y_2' = f_2(y_1, y_1', z_1, z_1', \delta)$$
$$z_2 = f_3(y_1, y_1', z_1, z_1', \delta)$$
$$z_2' = f_4(y_1, y_1', z_1, z_1', \delta)$$

Der Parameter $\delta = \Delta p/p$ ist in einem magnetischen System mit stationärem Feld konstant. Zwischen dem Magnetisierungsstrom I und der magnetischen Induktion B besteht ein linearer Zusammenhang $B \sim I$. Damit besteht auch zwischen der Kanalposition C der Elektronen im Spektrum und der Geschwindigkeit v_e ein linearer Zusammenhang: $B \sim I \sim C \sim v_e$. Für das überstrichene Geschwindigkeitsintervall pro Kanal gilt für die meisten von uns durchgeführten Messungen $\Delta v_e/K = .0176$ a.u. Die Eigenschaft $\Delta p/p =$ konstant magnetischer Spektrometer muß bei der Ermittlung doppeltdifferentieller Wirkungsquerschnitte $\delta^2\sigma/\delta E\delta\Omega$ berücksichtigt werden, die Spektren müssen vor der Auswertung kanalweise durch die entsprechende Geschwindigkeit dividiert werden, wobei zu beachten ist, daß der erste Kanal des Spektrums, bedingt durch die Remanenz des Magneten (~8G) bereits einer Geschwindigkeit v_{off} entspricht.

Gewöhnlich sind die Abweichungen der Elektronenbahnen vom zentralen Strahl gering; damit ist gemeint, daß y_1, Z_1 und δ viel kleiner als eins sind und y_1 bzw. z_1 klein sind im Vergleich zum Ablenkradius R für den zentralen Strahl. Gleichung 3.6.1 kann dimensionslos gemacht werden, wenn man die Koordinaten y und z durch den Ablenkradius R dividiert. Da die Abweichungen vom zentralen Strahl als klein angenommen werden, ist es zweckmäßig, Gl.3.6.1 in Taylorreihen zu entwickeln /ENG67/. Oftmals, und für unsere Zwecke ausreichend, genügt es, nur die Koeffizienten erster Ordnung zu betrachten. Dazu kann man Gl.3.6.1 in eine einfache Matrixform bringen /COT38/.

(Gl.3.6.2)
$$\begin{bmatrix} y_2/R \\ y_2' \\ \delta^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (y/y) & (y/y') & (y/\delta) \\ (y'/y) & (y'/y') & (y'/\delta) \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_1/R \\ y_1' \\ \delta \end{bmatrix} = H \begin{bmatrix} y_1/R \\ y_1' \\ \delta \end{bmatrix}$$

(Gl.3.6.3)
$$\begin{bmatrix} z_2/R \\ z_2' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (z/z) & (z/z') \\ (z'/z) & (z'/z') \end{bmatrix} \begin{bmatrix} z_1/R \\ z_1' \end{bmatrix} = V \begin{bmatrix} z_1/R \\ z_1' \end{bmatrix}$$

In dieser Notation bedeuten $(y/y) = \delta y_2/\delta y_1$

$(y/y') = 1/R * \delta y_2/\delta y_1'$

$(y'/y) = R * \delta y_2'/\delta y_1$

$(y'/y') = \delta y_2'/\delta y_1'$

$(y/\delta) = 1/R * \delta y_2/\delta\delta$

$(y'/\delta) = \delta y_2'/\delta\delta$

Hierbei ist anzumerken, daß die Bewegungen der Teilchen in erster Ordnung in der horizontalen Ebene und in vertikaler Richtung unabhängig voneinander sind.

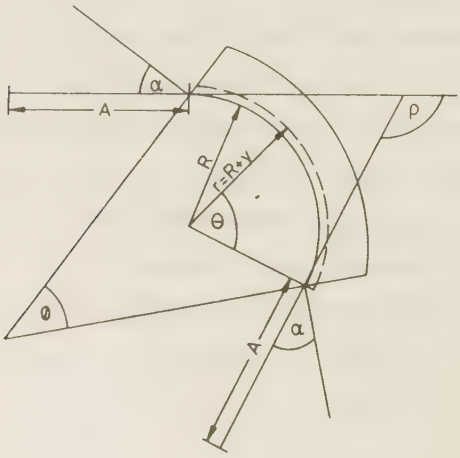


Abb.3.6.3 *Schematische Darstellung des Magneten und Definition der geometrischen Größen*

Abbildung 3.6.3 zeigt einen Magneten, bei dem der zentrale Strahl unter einem Winkel α zur Normalen zur Polschuhkante in den Magneten eintritt und ihn unter dem gleichen Winkel α verläßt. α wird als positiv bezeichnet, wenn die Normalen außerhalb des Strahls bezogen auf den Mittelpunkt der Bahnkrümmung liegen. Der Effekt positiver Winkel α auf die Fokusierung in der Mittelebene ist eine Verringerung der Fokusierungsstärke. Auf die Strahleintrittseite bezogen bedeutet ein positiver Einschußwinkel α, daß ein Teil des Feldes das von den Teilchen durchlaufen wird, für positive Werte von y verringert, für negative Werte von y, also für innere Strahlen, addiert wird; diese Betrachtung gilt ebenso für die Strahlaustrittseite. Die Elemente der Transfermatrix (Gl.3.6.2, Gl.3.6.3) für einen Ablenkmagneten mit Ein- und Austrittswinkel α und dem Ablenkwinkel (Öffnungswinkel des Magneten $\phi = -2\alpha$) zeigt Tabelle 3.6.1. Diese Werte gelten für kleine Polschuhabstände D (D/R« 1). Dieses Verhältnis beträgt für den von uns verwendeten Magneten D/R≈Ø.2 (d=1Ø mm, R= 48 mm).

Bei Verwendung eines zylindrischen Koordinatensystems (r,θ,z) läßt sich die Bewegung eines geladenen Teilchens im Magnetfeld durch das zweite Newtonsche Gesetz beschreiben:

(Gl.3.6.4) $$d/dt(m\dot{r}) = mr\dot{\theta}^2 + qr\dot{\theta}Bz$$

(Gl.3.6.5) $$d/dt(mr^2\dot{\theta}) = -q\dot{r}rBz,$$

wobei q und m Ladung und Masse des Teilchens bedeuten. Die vertikale Bewegung ist gegeben durch die z-Komponente des 2. Newtonschen Gesetzes

(Gl.3.6.6) $$d/dt(m\dot{z}) = -qr\dot{\theta}B_r .$$

Mit $R \approx r$, $r\theta \approx v$ und $qBR = mv$ läßt sich schreiben

(Gl.3.6.7) $$\ddot{z} = -v^2/R * B_r/B_\theta ,$$

mit $x = vt$ und damit $\ddot{z} = v^2 z''$ erhält man für die zweite Ableitung $z'' = \delta^2 z/\delta x^2$

(Gl.3.6.8) $$z'' = -B_r/(B_\theta R); \quad \text{integriert ergibt sich}$$

(Gl.3.6.9) $$z' = -1/(B_\theta R) \int B_r \, dx$$

Mit dem Gesetz für statische Magnetfelder $\mathrm{rot}(B) = 0$ bzw. $\oint B \, ds = 0$ ergibt sich

$\delta B_r/\delta z = \delta B_z/\delta r$.

Integriert man nun über die ausgedehnte Randfeldzone x des Magneten, so erhält man

(Gl.3.6.10) $$\delta/\delta z \int B_r \, dx = \delta/\delta r \int B_z \, dx = B_\theta * \tan\alpha$$

In erster Ordnung, für kleine Größen z und r ($B_r = 0$ für $z = 0$) kann man schreiben

(Gl.3.6.11) $$\int B_r \, dx = B_\theta * z * \tan\alpha ,$$

bzw. eingesetzt in Gl.3.6.9,

(Gl.3.6.12) $$\Delta z' = -(Z/R)\tan\alpha .$$

Dies bedeutet, daß ein Einschußwinkel $\alpha \neq 0°$ den Effekt einer dünnen Linse hat, die fokusierend in z-Richtung für $\alpha > 0°$ und defokusierend für $\alpha < 0°$

wird. Dieselbe Eigenschaft ergibt sich an der Austrittseite des Teilchenstrahls.

Tabelle 3.6.1

Matrixelement	Koeffizient für symmetrischen Ein- und Austritt	Koeffizient für φ=115°, α=38°
(y/y)	$\cos(\varphi-\alpha)/\cos\alpha$	0.2855
(y/y')	$\sin\varphi$	0.9063
(y/δ)	$1-\cos\varphi$	1.4226
(y'/y)	$-[\sin(\varphi-2\alpha)/\cos^2\alpha]$	-1.0135
(y'/y')	$\cos(\varphi-\alpha)/\cos\alpha$	0.2855
(y'/δ)	$\sin\varphi+(1-\cos\varphi)\tan\alpha$	2.0178
(z/z)	$1-\varphi\tan\alpha$	-0.5681
(z/z')	φ	2.0070
(z'/z)	$-2\tan\alpha+\varphi\tan^2\alpha$	-0.3374
(z'/z')	$1-\varphi\tan\alpha$	-0.5681

Bei geeignetem Eintrittswinkel wird ein Emissionspunkt horizontal und vertikal fokusiert, d.h. auf einen Punkt abgebildet. Diese Bedingung lautet

(Gl.3.6.13) $\tan\alpha=\frac{1}{2}\tan\varphi/2.$

Um die Abbildungsfehler gering zu halten, ergibt sich eine Abhängigkeit von der Gegenstandsweite A=Bildweite und dem Ablenkradius R

(Gl.3.6.14) $R/A=\tan\alpha=\frac{1}{2}\tan\varphi/2$

Damit sind die Bedingungen für den Aufbau des Spektrometers und dessen Justierung definiert.

Die fokusierende Eigenschaft des Spektrometers in z-Richtung, also senkrecht zur Ablenkebene ergibt sich aufgrund der Inhomogenitäten des ausgedehnten Randfeldes, also aufgrund von Magnetfeldkomponenten, die in z-Richtung divergierende Strahlanteile in geeigneter Weise in die richtige Bahn zwingen.

Die Feldkomponenten B_x und B_y in x- bzw. y-Richtung lassen sich in analytischer Form in guter Näherung als Funktion des Abstandes s' von den Polschuhkanten beschreiben:

(Gl.3.6.15) $B_x=Z/D*B_0\cos\alpha*dh/ds$

(Gl.3.6.16) $B_y=-Z/D*B_0\sin\alpha*dh/ds$

Hierbei sind

Z = Abstand von der Ablenkebene in z-Richtung

D = Abstand der Polschuhe

B_0= eingestelltes stationäres Feld im Innern des Magneten

α = Einschußwinkel

$h(S)= 1/[1+\exp(S)]$

$S = c_0+c_1s+c_2s^2+c_3s^3$; $s=s'/D$

s'= Abstand von der Polschuhkante

Die Randfeldkomponenten B_x und B_y als Funktion des relativen Abstandes $s=s'/D$ zeigt Abbildung 3.6.4 mit $c_0=0.531$, $c_1=2.341$, $c_2=-0.7799$, $c_3=0.110$ /ENG67/.

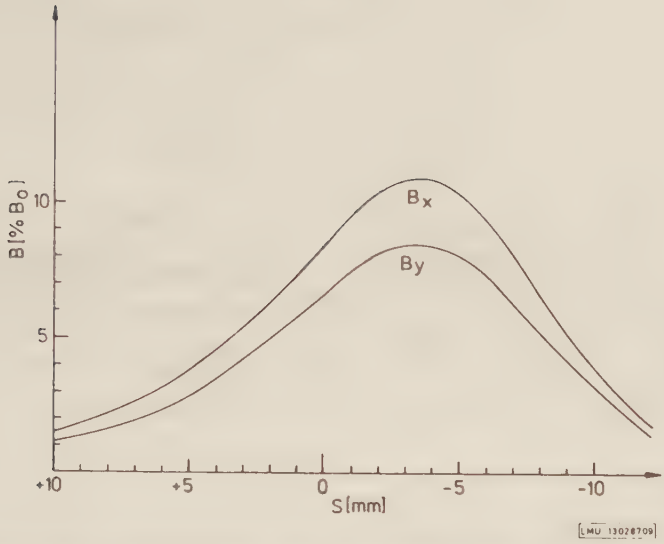


Abb.3.6.4 ***Randfeldkomponenten eines Magneten als Funktion des Abstandes s vom Polschuhrand***

s=0 ist hierbei der Ort der virtuellen Polschuhgrenze. Die mechanische Polschuhkante ist in dieser Darstellung bei s=-0.68. Mithilfe dieser Betrachtungen ist es möglich, die Transmissionseigenschaften des Spektrometers zu untersuchen.

3.6.2 Transmissionseigenschaften des Spektrometers

Insbesondere bei der Analyse von Peakformen im Elektronengeschwindigkeitsspektrum ist es wichtig, sich mit dem Transmissionsverhalten des jeweils eingesetzten Spektrometers vertraut zu machen. Da generell die Spektrometerachse nicht mit der Strahlachse übereinstimmen muß, gehen wir von zwei Kugelkoordinatensystemen aus, die jeweils am Targetemissionspunkt bzw. Spektrometerfokus ihren Ursprung haben. Die geometrischen Größen sind aus Abbildung 3.6.5 zu entnehmen.

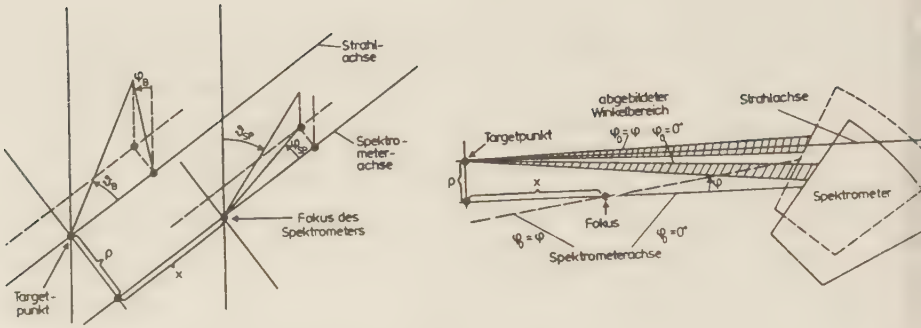


Abb.3.6.5 *Target- und Spektrometer-Kugelkoordinatensystem mit Definition der geometrischen Parameter*

Die Emission des Targets läßt sich als Funktion der Geschwindigkeit v_e und des Emissionswinkels θ_B darstellen und hat z.B. für die Emission von Cusp-Elektronen die Form **/DET74/**

(Gl.3.6.17) $$f_e(v_e, \theta_B) \propto (v_e^2 + v_P^2 - 2 v_e v_P \cos\theta_B)^{-\frac{1}{2}} .$$

Mit der Transmission des Spektrometers $T(v_e, \theta_{SP}, \varphi_{SP})$ ergibt sich das am Detektor gemessene Signal S als Faltung der Emission mit der Transmission. Dazu muß zunächst $f_e(v_e, \theta_B)$ in das Koordinatensystem des Spektrometers transformiert werden.

$$f_e(v_e, \theta_B) \longrightarrow f_e(v_e, \theta_{SP}, \varphi_{SP}),$$

sodaß sich als gemessenes Signal ergibt

$$(G1.3.6.18) \quad S = \iiint_{T(\varphi, x, \varphi_e)} f_e(v_e, \Theta_{SP}, \varphi_{SP})\, d\Omega_{SP} dv_e ,$$

wobei $T(\varphi, x, \varphi_e)$ das Transmissionsvolumen des Spektrometers beschreibt. Insbesondere für ausgedehnte Gastargets können φ und x variieren. Um die Transmission zu berechnen, wurde ein numerisches Integrationsprogramm entwickelt, das Abbildungsfehler höherer Ordnung vernachlässigt. Die mit diesem Programm (Anhang A) durchgeführten Rechnungen zeigen vor allem zwei Eigenschaften:

1) Für einen festen Targetemissionspunkt hängt die Lage des Beobachtungswinkels φ_e, unter dem die maximale Intensität im Geschwindigkeitsspektrum der Elektronen erscheint, von der Verschiebung der Spektrometerachse gegen die Strahlachse ab.

2) Der Absolutwert der Intensität bei jeweils optimiertem Beobachtungswinkel φ_e ist unabhängig von φ; die Lage des Peaks im Geschwindigkeitsspektrum verschiebt sich jedoch mit Veränderung von φ.

3.6.3 Elektronennachweis

Als Elektronendetektor wurde ein Einkanalelektronenverfielfacher (channeltron) (X919BL, VALVO, Hamburg) verwendet. Er besitzt für niederenergetische Elektronen ($E_e < 100$ eV) eine abfallende Nachweiswahrscheinlichkeit. Um für alle Elektronenenergien gleichbleibende Nachweiswahrscheinlichkeit zu erzielen, wird oft durch Anlegen einer positiven channeltron-Kopfspannung eine gleichbleibende Elektronenenergie hergestellt /BOR71/. Eine solche beschleunigende Spannung zieht jedoch auch niederenergetische Sekundärelektronen, die etwa durch Streuungen in der Kammer entstehen können, in den Nachweisbereich des Detektors. Diese

Methode wird bei Verwendung niedriger Projektilgeschwindigkeiten ($v_P < 2v_e$)im Bereich der Cusp-Elektronenspektroskopie oftmals angewandt. Da unsere Experimente jedoch ausschließlich bei Projektilgeschwindigkeiten $v_P > 7v_e$ durchgeführt wurden, konnte auf den Nachweis der niederenergetischen Elektronen mit Energien $E_e < 300$ eV verzichtet werden, so daß wir den channeltron-Kopf mit bis zu $U_C = -300$ V versorgen konnten. Dies war nötig, um einen hohen Sekundärelektronenuntergrund im Geschwindigkeitsspektrum zu unterdrücken. Die Beschleunigungsspannung am Ende des channeltrons wurde mit $U_B \approx +3000$ V gewählt, was ein hohes Signal-Untergrundverhältnis ergab. Um sekundäre Elektronen zusätzlich am Eindringen in den Detektor zu hindern, war der Detektor gemeinsam mit impuls- und winkeldefinierender Blende in einem Gehäuse untergebracht (siehe Abb.3.6.6). Blenden und channeltron sind hierin isoliert montiert, um beide auf verschiedene Potentiale legen zu können. Bei der Mehrzahl der Experimente waren die Blenden auf Erdpotential gelegt.

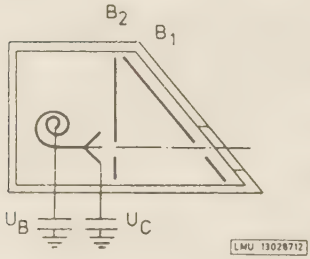


Abb.3.6.6 *Schematische Darstellung des Detektorgehäuses*

Die Blenden B_1 und B_2 sind als Schlitzblenden gearbeitet und haben in den meisten von uns durchgeführten Experimenten folgende Maße: Breite (horizontal) $d_1 = 0.63$ mm, $d_2 = 0.40$ mm; Höhe (vertikal) $h_1 = h_2 = 5$ mm. Die Blende B_1 bestimmt in dieser Anordnung im wesentlichen den ausgeblendeten Raumwinkel $\Delta\Omega$, die Blende B_2 die Impulsauflösung des Spektrometers $\Delta p/p =$ konstant. Je kleiner die Blenden gewählt werden, umso empfindlicher wird die Meßanordnung auf Abbildungsfehler. In neueren Expe-

rimenten wurden anstelle fester Schlitzblenden B_1 und B_2 Blendenräder montiert, wobei acht verschiedene raumwinkeldefinierende Lochblenden B1 und sieben verschiedene impulsdefinierende Schlitzblenden B_2 in den Elektronen-Strahlengang eingesetzt werden konnten. Beide Blendenräder sind über Zahnräder mit Mehrwendel-Potentiometern verbunden, die über eine Spannungsanzeige die Einstellung der verschiedenen Blendenwerte ermöglichen. Das channeltron-Gehäuse ist auf einer Schiene mit Schwalbenschwanzführung manuell in der Ablenkrichtung (φ=115°) kontinuierlich zu verstellen. Damit wird erreicht, daß bei Veränderung des Ablenkradius R nach Gl.3.6.14 die Abbildungseigenschaften durch gleichzeitige Veränderung von A erhalten bleiben. A entspricht hierbei bei symmetrischem Strahlengang dem Abstand der Blende B_2 zum virtuellen Polschuhrand.

3.6.4 Montierung und Justierung des Spektrometers

Der Ablenkmagnet ist auf einer Platte verschraubt, auf der auch die Führungsschiene für das channeltron-Gehäuse befestigt ist. Diese Platte ist auf zwei zueinander senkrecht angebrachten Meßschlitten befestigt. Die Meßschlitten können mithilfe von Mikrometerschrauben bewegt werden, die eine Ablesegenauigkeit von 1/100 mm zulassen. Die Schlitten sind auf Kugellagern verschiebbar, die Mikrometerschrauben können mit Elektromotoren mit großen Getriebeübersetzungen im Vakuum von außen gedreht werden. Sie sind über Zahnräder mit Mehrwendel-Potentiometern verbunden, die über eine Spannungsanzeige die Position der Schlitten bestimmen. Somit sind bei der Spektroskopie von in Strahlrichtung emittierten Elektronen Verschiebungen des Spektrometers in und senkrecht zur Strahlrichtung um ± 20mm möglich. Der untere Meßschlitten ist wiederum auf einer Platte montiert, die an drei Punkten mithilfe von Rändelschrauben mit Feingewinde sowohl in der Höhe als auch in der Ebene eine exakte Ausrichtung

des Spektrometers ermöglicht. Die drei Schrauben sind auf Punkte einer Platte fixiert, die auf den in Abschnitt 3.2 beschriebenen Drehkranz montiert ist.

3.7 Targets

Um die Elektronenemission sowohl im Einzelstoß, als auch bei Mehrfachstößen untersuchen zu können, wurden Gase und Kohlenstoffolien als Target verwendet.

3.7.1 Festkörpertargets

Bei den von uns verwendeten Festkörpertargets handelte es sich um freitragende amorphe Kohlenstoffolien der Dicke 100 <x< 9000 Å; dies entspricht einer spezifischen Targetdicke 2.0< ϱ x<180 µg/cm². Die Targetdicke kann auf verschiedene Weise bestimmt werden. Bei Dicken x<30µg/cm² wird sie mithilfe der Transmission von infrarotem Licht bestimmt, die Genauigkeit beträgt hierbei $\Delta(\varrho x)/\varrho x \leq \pm 5\%$. Bei Dicken ϱ x>30µg/cm² kann sie durch Wiegen ermittelt werden. Hier beträgt die Genauigkeit $\Delta(\varrho x)/\varrho x \leq \pm 10\%$. Die Bestimmung der Targetdicke durch die Anzahl elastisch gestreuter Teilchen, wie sie in Abschnitt 3.5 beschrieben wird, mit Normierung auf das dickste von uns eingesetzte Target, dessen Dickenbestimmung mit dem geringsten Fehler erfolgt, bestätigt diese Werte.

Schwerionenströme von i >1µA zerstören gewöhnlich dünne Folien innerhalb weniger Minuten. Die von uns eingesetzten Intensitäten der Schwerionenstrahlen lagen wegen der begrenzten Zählfrequenz des Elektronendetektors in der Größenordnung i< 5nA, so daß ein typischer Teilchenstrom von $\dot{N}$ <5*10⁹ Teilchen/s auf das Target traf. Solche geringen Strahlströme beeinflussen das Target während der Experimente nicht merklich.

3.7.2 Gastarget

3.7.2.1 Eigenschaften der Gaszelle

Die Gaszelle kann anstelle des in Abschnitt 3.4 beschriebenen Blendensystems eingesetzt werden. Sie ist aus Aluminium gefertigt, hat an der Strahleintrittseite ein Doppelblendensystem und an der Austrittseite des Strahls eine einfache Blendenöffnung. Die Gasstrecke zwischen innerer Blende und Strahlaustritt beträgt 25mm. Sie ist, wie das Blendensystem, ebenfalls auf einem Tisch montiert, und kann, wie dieses exakt in der Höhe und Waagerechten mit drei Stellschrauben ausgerichtet werden. An einer Seite der Gaszelle kann eine Druckmeßzelle angebracht werden um den Gasdruck im Innern der Zelle zu kontrollieren. Der Maximaldruck im Gastarget war hauptsächlich durch den höchstzulässigen Betriebsdruck des channeltron (etwa $5*10^{-5}$ Torr in der Streukammer) begrenzt, so daß der Gasdruck von 100 mTorr nicht überschritten werden sollte. Typische Gasdrücke während der Experimente lagen bei 30 mTorr, bei denen das Vakuum in der Streukammer $8*10^{-6}$ Torr nicht überstieg. Bei verschiedenen Experimenten diente die Gaszelle gleichzeitig als Blendensystem für den Einsatz von Folientargets der Targetleiter. Dies hat den Vorteil, das ohne Öffnen der Streukammer und ohne Änderung der experimentellen Bedingungen wahlweise Einzel- oder Mehrfachstoß untersucht werden konnte.

3.7.2.2 Eigenschaften eines Gasjets

Bei dem in unseren Experimenten verwendeten Gasjet handelt es sich um ein einfaches Messingröhrchen mit Durchmesser 1mm und der Länge 220mm. Es diente dazu, im Gegensatz zu dem im vorigen Abschnitt beschriebenen

ausgedehnten Gastarget eine auf wenige mm lokalisierte Wechselwirkungszone des Projektilstrahls mit den Gasatomen zu erhalten. Durch den Vergleich identischer Stoßsysteme bei Verwendung der Gaszelle, bzw. des Gasjets, kann man die Eigenschaften des Transmissionsverhaltens des Spektrometers untersuchen. Das aus der Öffnung des Röhrchens austretende Gas wird durch die am Kammerboden angebrachte Turbomolekularpumpe rasch abgepumpt. Die Bestimmung der Targetdicke der Gasatome in der Wechselwirkungszone der Projektilionen erfolgt durch Normierung auf die Elektronenausbeute gleicher Stoßsysteme bei Verwendung der Gaszelle.

3.8 Elektronischer Aufbau

3.8.1 Elektronische Pulsverarbeitung

Abbildung 3.8.1 zeigt den vollständigen elektronischen Aufbau im Blockschaltbild, wie er bei den meisten Experimenten verwendet wurde.

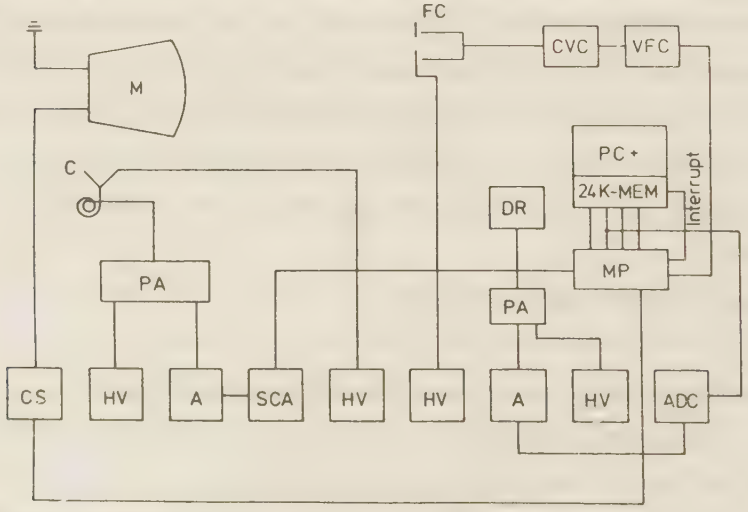


Abb.3.8.1 *Blockschaltbild des elektronischen Aufbaus*

Hierbei sind M = Analysiermagnet

C = channeltron-Detektor

DR = Oberflächen-Sperrschichtzähler

FC = Faraday-Cup

CS = Spektrometer-Stromversorgung

HV = Hochspannungs-Versorgung

A = Hauptverstärker

PA = Vorverstärker

SCA= Einkanal-Diskriminator

ADC= Analog-Digital-Wandler

CVC= Strom-Spannungs-Wandler

VFC= Spannungs-Frequenz-Wandler

PC = Personal Computer mit 24 k erweitertem Speicher

MP = Mikroprozessor

Die zentrale Einheit zur Steuerung des Experiments bildet ein Mikroprozessor /HEG86/. Bei allen Messungen wurde auf die gesammelte Ladung des Teilchenstroms im Faraday-Cup normiert. Der Strom wird in einem Strom-Spannungs-Wandler (Keithley Model 427 Current Amplifier) mit maximaler Spannungsverstärkung von 10^{12} V/A in eine analoge Spannung verwandelt, anschließend mit einem Spannungs-Frequenz-Wandler in logische Rechteckimpulse umgewandelt, deren Frequenz (1kHz/V) ein direktes Maß für den Teilchenstrom ist. Mit diesem Verfahren kann man auch noch kleinste Ströme (<10pA) mit großer Genauigkeit bestimmen. Die Ausgangsimpulse werden auf einen Zähler im Mikroprozessor gegeben. Die Vorwahl der Parameter, wie Anzahl der gezählten ImpulseproKanal, Stromfortschaltungsintervall des Magneten pro Kanal, Anfangs- und Endstrom, wird durch Einga-

be am Rechner dem Mikroprozessor übergeben. Wird die eingegebene Impulszahl (= Ladungssammlung) erreicht, gibt der Mikroprozessor ein interrupt-Signal, das dazu dient

a) den Zähler selbst zurückzustellen,

b) den gesamten Meßvorgang kurz anzuhalten,

c) die gezählten Detektorimpulse an den erweiterten Speicher des Rechners zu übergeben,

d) das voreingestellte Stromintervall zur Magnetfelderhöhung des Spektrometers fortzuschalten,

e) den Inhalt des Datenspeichers zu löschen,

f) die Kanalfortschaltung durchzuführen, und

g) einen neuen Zählzyklus zu starten.

Der Rechner selbst (Commodore 8296-D) wurde mit einem 24k-Speicher erweitert /HEG84/ um den Rechner während des Meßvorgangs für Display-Arbeiten freizuhalten, die nur kurz während der interrupt-Signale des Mikroprozessors für einige Millisekunden unterbrochen werden. In dieser Zeit werden sowohl die channeltron-Impulse, als auch die Impulse der gestreuten Teilchen in den Speicher eingelesen.

Die von einem Elektron, das auf das channeltron trifft, freigesetzte Ladung wird in einem Vorverstärker /PFE80/ in ein Spannungssignal umgewandelt, das in einen Hauptverstärker geführt wird. Hierzu sind Verstärker mit schnellen Integrationszeiten nötig, da z.T. im Maximum der Elektronenpeaks sehr hohe Zählraten auftreten können ($\dot{N} \leq 30$ kHz). Dem Hauptverstärker wird ein Einkanaldiskriminator nachgeschaltet, dessen untere Schwelle so niedrig gewählt wurde, daß nur das elektronische Rauschen unterdrückt wird. Die obere Schwelle wurde nicht gesetzt. Die so normierten Impulse am Ausgang des Diskriminators werden dem Mikroprozessor zugeführt.

Im Teilchenzweig erfolgt die Verarbeitung der Detektorsignale mit einer für solche Messungen üblichen elektronischen Anordnung. Ladungsempfindliche Vorverstärker steuern Hauptverstärker an. Die so gewonnenen energieproportionalen Pulse werden über einen Analog-Digital-Wandler direkt dem Speicher des Rechners zugeführt, der daraus das Pulshöhenspektrum formt.

Zur Steuerung des Magnetstroms dient eine Stromversorgung (Heinzinger, TN 300-300 und TN 300-120), die analog (0-10 V) ansteuerbar ist. Diese Steuerung wird durch einen Digital-Analog-Wandler des Mikroprozessors vorgenommen.

3.8.2 Steuerung der Gaszufuhr

Die Steuerung des Gassystems wurde mit einem Baratron Druckmeß- und regelsystem (MKS Baratron Serie 170 und 270) vorgenommen. Ein Blockschaltbild zeigt Abbildung 3.8.2.

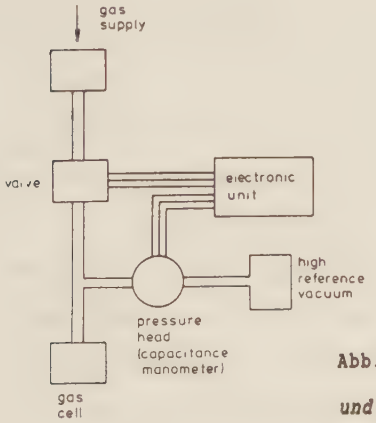


Abb.3.8.2 ***Blockschaltbild des Gasdruckmeß- und regelsystems***

Targetgase haben aufgrund hoher Reinheit den Vorteil, daß die Targetdikke x über den Druck p leicht zu kontrollieren und zu ändern ist:

(GL.3.8.1) $x=966pl/T$ in 10^{16} cm^{-2}

Hierbei ist p in Torr, die Länge der Gaszelle x in cm und die Temperatur T in ° Kelvin einzusetzen. Der verwendete Baratron-Druckmeßkopf ist ein Kapazitätsmanometer, dessen elektrischer Ausgang eine dem Druck proportionale Spannung (0-10 V) liefert, mit der die Elektronikeinheit die Öffnung des Regelventils steuert. Der Druckmeßkopf besitzt bei 1mTorr eine Meßungenauigkeit von ≈1% und gestattet damit eine Druckstabilisierung von < 3% mit dem gesamten Regelsystem.

4. Rechnerunterstütztes Auswertesystem für Elektronenspektren

4.1 Datenübertragung PC Commodore 8296 auf PDP 10

Die mit dem Rechner (vgl. Abschn.3.8.1) aufgenommenen Spektren werden auf eine Diskette als Daten im ASCII-Format gespeichert. Da die Rechnerkapazität bei weitem nicht ausreicht, um die Spektren in größerem Umfang zu behandeln und zu analysieren, ist es zweckmäßig, diese Daten auf eine Großrechenanlage zu übertragen. Dazu dient ein Interface (GR4, Grabau), das zwischen den IEC-Bus des Personal-Computers und den Eingang des PDP 10-Rechners geschaltet wird. Der eingebaute Mikroprozessor steuert über einen Zwischenspeicher beide Schnittstellen zeitunabhängig, so daß der Datenverkehr auf den IEC-Bus zeitlich nicht mit dem Datenverkehr der Schnittstelle des PDP 10-Rechners synchronisiert werden muß. Damit wird die Datenübertragung auf Großrechenanlagen ermöglicht.

4.2 Spektren-Auswerteprogramm ELSA

Das **E**lektronen-**S**pektren-**A**uswerteprogramm **ELSA** wurde konzipiert, um gezielt Elektronenspektren zu behandeln, Untergrundfunktionen anzupassen etc., eignet sich jedoch auch zur allgemeinen Spektrenbehandlung, wie etwa Röntgen- oder Teilchenspektren. Im folgenden sollen die wichtigsten Eigenschaften des Programms kurz aufgelistet werden. Zunächst aber mußten die Spektren, die mithilfe eines Transfer-Programms von Diskette auf den Speicher des PDP 10-Rechners übertragen wurden und dort im ASCII-Format vorlagen, in das für die gesamte Software des Rechners zugängliche IMAGE-Format umgewandelt werden.

Die wichtigsten Funktionen des Programms **ELSA** sind:

1) Addieren, Subtrahieren und Dividieren von zwei Spektren

2) Kanalverschiebung von Spektren

3) Glätten von Spektren

4) Normieren zweier Spektren

5) Umrechnung von Geschwindigkeits- in Energiespektren

6) Integrieren von Spektrenbereichen

7) Expandieren und Überlagerung von mehreren Spektren

8) Bestimmung von Position und Halbwertsbreite eines Peaks

9) Erstellen eines Spektrums mit Wertepaaren und Interpolation

10) Anpassung von verschiedenen Fitfunktionen an Spektrenbereiche mit automatischer Suche der Anfangsparameter

11) Wegschreiben von behandelten Spektren

12) Automatische Auswertung ähnlicher Spektren.

5. Übersicht über die Messungen

Zur Untersuchung von ELC- und ECC- Prozessen wurden in dünnen Gastargets doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitte $\delta^2\sigma/\delta v\delta\Omega$ für die Emission von Elektronen in Vorwärtsrichtung als Funktion deren Geschwindigkeit v_e gemessen. Dabei fanden vollständig ionisierte Projektile und Projektile mit ein oder mehreren gebundenen Elektronen Verwendung, die auf molekulare (CH_4) und verschiedene Edelgase (Ne, Ar) geschossen wurden. Gegenstand der Untersuchungen waren vor allem Peakformen und Halbwertsbreiten der Cusp-Elektronenverteilung in Abhängigkeit des jeweils verwendeten Projektils und der Projektilgeschwindigkeit. Bei Folientargets interessierte vor allem die Ausbeute an Konvoielektronen in Abhängigkeit der Projektilladung und der Targetdicke bei schweren Ionen und in Abhängigkeit der Projektilgeschwindigkeit bei leichten Ionen. Bei allen Untersuchungen wurden die Geschwindigkeitsspektren der Elektronen bei mehreren Winkeln unter Vorwärtsrichtung um 0° aufgenommen ($|\theta| < 4°$). Zusätzlich wurden Cuspverteilungen als Funktion der Spektrometerposition untersucht. Tabelle 5.1 zeigt eine Übersicht der durchgeführten Experimente:

Tab.5.1 Übersicht der Experimente

Energie [MeV]	Geschw.[a.u.]	Projektil	Target
1.25 bis 7	7 bis 17	H^+	CH_4, Ne, Ar, C
25	8	^{16}O 4+ bis 8+	CH_4, Ne, Ar, C
40	10	^{16}O 4+ bis 8+	CH_4, Ne, Ar, C
80	10	^{32}S 11+	C
125	12.5	^{32}S 10+ bis 16+	C
125	8	^{79}Br 12+ und 23+	CH_4, Ar, C

Die Experimente wurden sowohl am Münchener Tandembeschleuniger, und teilweise am 6 MV Tandembeschleuniger des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt.

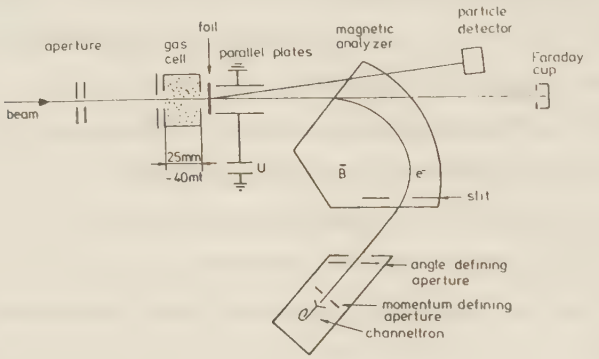


Abb.5.1 *Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus*

Negative einfach geladene Ionen aus einer Sputterquelle werden wahlweise durch eine dünne Kohlenstoffolie oder Gasstrecke in der Mitte der Beschleunigungsstrecke umgeladen und weiterbeschleunigt. Der beschleunigte Ionenstrahl wird in einem 90° Analysiermagneten nach der Bedingung mE/q^2=konstant aufgetrennt. Hinter dem Analysiermagneten kann eine weitere Umladung in einer Kohlenstoffolie herbeigeführt werden, um somit hohe Ladungszustände der Projektile zu erreichen. Mit einem nachfolgenden Magnet wird der gewünschte Ionenstrahl an den jeweiligen Experimentierplatz abgelenkt. Der Ionenstrahl wird mit zwei Blendensystemen am Eingang der Streukammer und direkt vor dem Target kollimiert (vgl. Abschn.3.4), so daß die Strahldivergenz < 0.1° beträgt. Der Ionenstrahl durchdringt die Wechselwirkungszone des Gas- oder Folientargets, fliegt ungehindert durch das magnetische Spektrometer, dessen Feld so gering

ist daß es die Ionen kaum ablenkt, und wird in einem Faraday-Cup gestoppt. Die niederenergetischen sekundären Elektronen, die durch den Ionenbeschuß aus dem Cup-Material ausgelöst werden, werden mit einer negativen Repeller-Spannung ($U_R \approx -500$ V) am Austritt gehindert. Die vom Target emittierten Elektronen werden im Analysiermagneten abgelenkt. Je nach Analysierfeld werden Elektronen mit bestimmtem mittleren Impuls durch zwei Blenden vor dem Elektronendetektor gelenkt. Die zugelassene Impulsbreite Δp und der Spektrometerakzeptanzwinkel $2\Theta_0$ werden durch die Blendengrößen bestimmt. Sie betragen bei unseren Experimenten in den meisten Fällen $\Delta p/p \approx 0.3\%$ und $\Theta_0 \approx 0.7°$. Zur Bedeutung des Winkels Θ_0 siehe Abb.5.2 für kreisförmige Blenden:

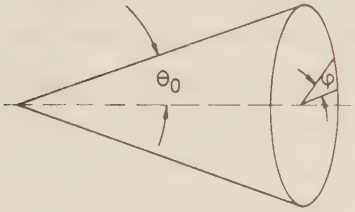


Abb.5.2 ***Darstellung des betrachteten Raumwinkelelements***

Das betrachtete Raumwinkelelement ist hierbei

$$\Delta\Omega = \int_0^{\Theta_0} \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi(1-\cos\Theta_0) \qquad [sr]$$

Für rechteckige Blenden, wie sie in unserem Experiment eingesetzt waren ergibt sich der Raumwinkel (vgl. Abb.5.3) als

$$\Delta\Omega = 4h \int dx \int (x^2+y^2+h^2)^{-3/2} dy = 4\arctan[ab/(2h(a^2+b^2+4h^2)^{-1/2}.$$

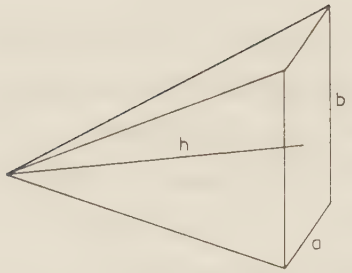


Abb.5.3 *Darstellung des betrachteten Raumwinkelelements für Schlitzblenden*

Damit ergibt sich ein betrachteter Raumwinkel von $\Delta\Omega \approx 0.5 * 10^{-3}$ sr. Hinter dem Target war bei einigen Experimenten ein Ablenkkondensator installiert, der bei Anlegen eines schwachen elektrischen Feldes den beitrag der im Magnetfeld des Analysators ionisierten Rydbergelektronen im Geschwindigkeitsspektrum der Elektronen aufzeigen sollte, indem Cusp-Elektronen aus dem Nachweisbereich des Spektrometers abgelenkt werden, jedoch der Rydbergbeitrag der im Magnetfeld ionisierten Elektronen nach wie vor im Spektrum vorhanden sein sollte. Ein Teilchendetektor DR (vgl. Abschn.3.5) diente zum Nachweis elastisch gestreuter Projektile. Er war unter ca. 10° zur Strahlrichtung montiert.

6. Theoretische Grundlagen

Bei der Streuung eines Projektils an einem Targetatom kann bei der Coulombwechselwirkung sowohl das Target als auch das Projektil ionisiert werden, wobei die Projektilionisation nach Drepper und Briggs /DRE76/ bei der Berechnung der Ionisationswirkungsquerschnitte auf die Targetionisation zurückzuführen ist: Im Projektilsystem fliegt das Target mit der Geschwindigkeit $-v_P$ auf das ruhende Projektil zu. Der Stoßprozeß wird behandelt, als würde das Targetatom mit der Geschwindigkeit v_P auf das Projektil zufliegen und dieses ionisieren. Der Wirkungsquerschnitt muß anschließend vom Projektil- ins Laborsystem transformiert werden:

$$\text{(Gl.6.1)} \qquad \delta^2\sigma/\delta E_e \delta\Omega|_{Lab} = |v_e|/|v_e'|*\delta^2\sigma/\delta E_e \delta\Omega|_P$$

Wegen der im Vergleich zur Masse des Targetatoms kleinen Elektronenmasse ($m_e \ll m_T$) kann die Geschwindigkeitsänderung des Targets beim Stoß mit dem Projektilelektron vernachlässigt werden und man kann daher v_e durch $v_e'+v_P$ nähern, wobei die Geschwindigkeit des emittierten Projektilelektrons im Laborsystem v_e, im Projektilsystem v_e' beträgt. Das Spektrum der ionisierten Projektilelektronen, das im Projektilsystem die gleiche Form hat wie das der ionisierten Targetelektronen im Laborsystem, erfährt durch die Transformation Gl.6.1 eine drastische Veränderung. Da der Wirkungsquerschnitt ja gerade bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten v_e' groß ist, erscheint im Laborsystem durch die Transformation im Geschwindigkeitsspektrum bei $v_e=v_P$ der **ELC**-Peak, wenn für den Endzustand des Elektrons projektilkonzentrierte Coulomb-Wellenfunktionen eingesetzt werden.

6.1 Näherungsmodelle

Während man ein System aus zwei Teilchen, z.B. Proton + Elektron noch exakt berechnen kann, ist man bei der Behandlung eines Dreikörperproblems, wie es den **ELC**- bzw. **ECC**-Prozessen entspricht, auf Näherungsmethoden angewiesen. Hierbei nähert man ein Vielelektronensystem durch ein Einelektronensystem an. Die übrigen Elektronen werden durch eine effektive Kernladung berücksichtigt und man behandelt den Stoß wie ein reines Dreikörperproblem.

6.1.1 Binary Encounter Näherung

Bei dieser Näherung wird der Stoß rein klassisch behandelt mithilfe des Energie- und Impulserhaltungssatzes und der Berücksichtigung der Geschwindigkeitsverteilung der gebundenen Elektronen $f(v_e)$ **/BON70//BON71/**. Hierin wird angenommen, daß das zu ionisierende Elektron als freies Teilchen mit der Geschwindigkeit $v_e=(2E_B/m_e)^{\frac{1}{2}}$, der Bindungsenergie E_B und der Masse m_e des Elektrons angesehen wird. Das Projektil mit der Masse M_P, der geschwindigkeit v_P und der Kernladungszahl Z_P überträgt auf das Elektron die Energie E, deren maximaler Wert aus kinematischen Gründen begrenzt ist:

(Gl.6.1.1) $$E_{max}=4(m_e/M_P)E_P\cos^2\theta$$

Nach dem Stoß wird das Elektron mit der kinetischen Energie $E_e = E-E_B$ in den Raumwinkel $\Delta\Omega=\sin\theta d\theta d$ gestreut. Den dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt, den man erhält **/BON70//BON71/**, muß man nun noch über alle vorkommenden Orbitalgeschwindigkeiten integrieren, um den dem Experiment zugänglichen doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitt zu erhalten,

$$(G1.6.1.2) \qquad \delta^2\sigma/\delta E\delta\Omega = N_e \int_V \delta^3\sigma/\delta E\delta\Omega\delta v_e * f(v_e)\, dv_e$$

wobei N_e die Anzahl der Elektronen in der Schale mit der Geschwindigkeitsverteilung $f(v_e)$ ist.

6.1.2 Plane-Wave-Born-Approximation

Diese Theorie behandelt den Ionisationsprozeß rein quantenmechanisch. Die Projektilbewegung wird durch ebene Wellen beschrieben, in der Störungsrechnung erster Ordnung (1.Bornsche Näherung) erhält man als Übergangsamplitude für ein Targetelektron vom Anfangszustand ϕ_i zum Endzustand ϕ_f /BET33//BRI77/:

$$(G1.6.1.3) \qquad T_{fi}(Q) = 2Me^2/(\hbar^2 q^2) * Z_P \langle \phi_f | \exp(-i\vec{q}\vec{r}) | \phi_i \rangle$$

Hierbei sind $\hbar\vec{q}$ der Impulsübertrag des Projektils auf das Targetelektron, $\vec{r}$ dessen Ortsvektor, M die reduzierte Masse des Projektil-Target-Systems und Q der Raumwinkel in den das Projektil gestreut wird. Für den doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man /DAY81/:

$$(G1.6.1.4) \qquad d\sigma/d\vec{v}_e = \delta^2\sigma/v_e^2\delta v_e\delta\Omega = \sum_\alpha Q_\alpha$$

mit

$$(G1.6.1.5) \qquad Q_\alpha = (2\Pi)^4/v_P \int_{q_{min}}^{q_{max}} |T_q(v_e,\alpha)|^2 \delta(\Delta\mathcal{E})\, d\vec{q}.$$

Hier ist $\vec{v}_P$ die Projektilgeschwindigkeit, $\vec{v}_e$ die Geschwindigkeit des emittierten Targetelektrons, q der beim Stoß übertragene Impuls. Mit α berücksichtigt man die möglichen elektronischen Endzustände des Projektils, die gleichzeitig zur Targetionisation eingenommen werden können. Das Argument ΔE der zur Erhaltung des Energiesatzes verwendeten δ-Funktion läßt sich darstellen als

$$\Delta E = qv_P - (\Delta E_T + \Delta E_P), \qquad \text{(Gl.6.1.6)}$$

wobei ΔE_T bzw. ΔE_P die Änderung der inneren Energiezustände von Target und Projektil berücksichtigt. Der Wirkungsquerschnitt (Gl.6.1.4) ergibt sich daher aus der Summe von Targetionisationsquerschnitten für jeweils einen möglichen Endzustand α des Projektils. Für die Übergangswahrscheinlichkeit ergibt sich /BAT53/:

$$|T_{fi}(v_e,\alpha)|^2=(4\Pi^4q^4)^{-1}*|\langle Z_T,\vec{v}_e|\exp(-i\vec{q}\vec{r})|\phi_{iT}\rangle|^2* |\langle Z_P,\alpha|\sum_{j=1}^{N}\exp(i\vec{q}\vec{r}_j)-Z_P|\phi_{iP}\rangle|^2. \qquad \text{(Gl.6.1.7)}$$

Hierbei wird über die Anzahl N der Projektilelektronen mit ihrem Ortsvektor $\vec{r}_j$ summiert; der Formfaktor des Targetsystems $|\langle Z_T,\vec{v}_e|\exp(-i\vec{q}\vec{r})*|\phi_{iT}\rangle|^2$ kann analytisch angegeben werden /RUD72/. Der Wirkungsquerschnitt (Gl.6.1.4) kann nun ausführlicher beschrieben werden durch den Targetionisationsquerschnitt Q_{1s} ohne gleichzeitige Projektilanregung, der Summation über alle möglichen gebundenen Endzustände und der Integration über alle Kontinuumszustände mit dem Endimpuls $\vec{k}$:

$$\delta^2\sigma/(v^2\delta v_e\delta\Omega)=Q_{1s}+\sum_{n\neq 1}Q_n+\int_0^\infty Q_{\vec{k}}d\vec{k}. \qquad \text{(Gl.6.1.8)}$$

In der "closure-approximation" /MOT65/ nimmt man eine mittlere Anregungsenergie des Projektils für alle Endzustände an, damit reduziert sich der Summenterm auf einen Ausdruck.

6.2 Ladungsaustausch

Neben der Ionisation von Projektil oder Target kann es in Ion-Atom-Stößen auch zum Austausch von Ladungen kommen, d.h. ein gebundenes Elektron des Targets kann in einen gebundenen Zustand des Projektils übergehen oder umgekehrt. Im allgemeinen zeigt sich, daß ein solcher Übergang Ionen am wahrscheinlichsten ist, wenn die Projektilgeschwindigkeit v_P der Orbitalgeschwindigkeit v_e des betreffenden Elektrons gleicht /BRI30/ /BOR48//BOR54/.

6.2.1 Die Oppenheimer-Brinkman-Kramers Näherung (OBKA)

Der Elektroneneinfangprozeß kann als Dreikörperproblem bestehend aus Projektil, Target und Transferelektron nicht exakt behandelt werden. Man ist daher auf Näherungen angewiesen, die für den Fall sehr langsamer oder sehr schneller Stöße durchgeführt werden können. In der OBKA wird die Wahrscheinlichkeit für den Einfang eines Elektrons durch wasserstoffähnliche Projektilionen berechnet. Diese Näherung liefert den Querschnitt

(Gl.6.2.1) $$\sigma_{OBK}(1s1s)=2^{18}\Pi Z_P^5 Z_T^5/(5v_P^{12}) \qquad \text{in } a_e^2.$$

Beim Einfang in höhere Quantenzustände nlm ergeben sich andere Abhängigkeiten von v_P und Z_P. Z.B. geben Eichler und Chan /EIC79/ einen Querschnitt an, der bei Summation über die Unterzustände m_f und l_f im Ausgangskanal mithilfe der Fockschen Summenregel für hohe Projektilgeschwindigkeiten in eine analytische Form gebracht werden kann:

(Gl.6.2.2) $\sigma(1sn)=2^{18}\Pi(Z_P)'^5(Z_T)^5n^2A/(5(v_P)^{12})$ in $(a_e)^2$.

mit n = Hauptquantenzahl; $Z_P' = Z_P/n$; $A=[(1+(Z_P'+Z_T)^2)+(1+(Z_P'-Z_T)^2)]$

6.2.2 Elektroneneinfang ins Projektilkontinuum (ECC)

Ein Sonderfall der Targetionisation tritt ein, wenn das ionisierte Targetelektron nach dem Stoß eine Geschwindigkeit v_e hat, die der des Projektils v_P gleich ist. Sie fliegen in einem Kontinuumszustand des Projektils mit. Sie können nicht als freie Elektronen behandelt werden, sondern sind noch mit dem Projektil korreliert. Auch diese ECC-Elektronen werden im Laborsystem bei $v_e=v_P$ nachgewiesen. Zur theoretischen Behandlung des ECC-Prozesses wurden verschiedene Modelle entwickelt, die im folgenden kurz dargestellt werden. Eine Beschreibung der bisher beim ECC-Prozeß entwickelten Theorien findet man zusammen mit experimentellen Ergebnissen z.B. bei /MEC77//BRE82/.

6.2.2.1 Dettmann Modell (OBK-Näherung)

In ähnlicher Weise wie Brinkman und Kramers /BRI30/ den Elektroneneinfang in gebundene Projektilzustände behandelten, beschrieb Dettmann /DET74/ den Elektroneneinfang in Kontinuumszustände des Projektils mit der ersten Bornschen Näherung. Dazu setzte er für die Wellenfunktion des Elektrons nach dem Stoß im Endzustand jedoch keine gebundene Wellenfunktion sondern eine um den Projektilkern konzentrierte Kontinuumswellenfunktion ein. Für diese Coulombwellenfunktion $\phi_K(r)$ für ein Elektron positiver Energie im Coulombpotential V(r) des Projektils erhält man als Lösung der zeitunabhängigen Schrödingergleichung (vgl. Z.B./MES76/)

positiver Energie im Coulombpotential V(r) des Projektils erhält man als Lösung der zeitunabhängigen Schrödingergleichung (vgl. Z.B./MES76/)

(G1.6.2.3) $\phi_{\vec{k}}(\vec{r}) = (2\pi)^{-3/2} \exp(-\tfrac{1}{2}\pi\eta)\,\Gamma(1+i\eta)\exp(i\vec{k}\vec{r})\,{}_1F_1(-i\eta, 1, i(kr-\vec{k}\vec{r}))$

Hierbei bedeuten

$\Gamma(1+i\eta)$ Gammafunktion

$\vec{k} = m\vec{v}/\hbar$ Wellenzahl

v_P Projektilgeschwindigkeit

$\eta = -Z_P e^2/(\hbar v) = -Z_P/(a_0 k_e)$; a_0 Bohrscher Radius $= 0.529 \cdot 10^{-8}$ cm

Z_P Ladungszahl des Projektils

${}_1F_1$ konfluente hypergeometrische Funktion

$$ {}_1F_1(a,b,c) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\binom{a}{n} \cdot Z^n / n!}{\binom{b}{n}} $$

$\vec{k}_e = (M_e/\hbar) \cdot (\vec{v}_e - \vec{v}_P)$; $k_e = (M_e/\hbar) \cdot |\vec{v}_e - \vec{v}_P|$

M_e Elektronenmasse

v_e Elektronengeschwindigkeit

Das Produkt $\exp(-\tfrac{1}{2}\pi\eta)\cdot\Gamma(1+i\eta)$ ist der Normierungsfaktor für die Coulombwelle. Dettmanns Näherung gilt für kleine Relativgeschwindigkeiten von Kontinuumselektron ($\vec{v}_e$) und Projektil ($\vec{v}_P$), d.h. $|\eta| \gg 1$, $\lim_{k \to 0}(-\eta) \to +\infty$ und erhält damit für das Betragsquadrat des Normierungsfaktors

(G1.6.2.4) $\exp(-\tfrac{1}{2}\pi\eta) \cdot |\Gamma(1+i\eta)|^2 = -2\pi\eta = f(k)$ (mit $\eta < 0$).

Zur Berechnung des doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d\vec{v}_e = \delta^2\sigma/(v_e^2 \delta v_e \delta\Omega) = \delta^3\sigma/(\delta v_x \delta v_y \delta v_z)$ muß das Übergangsmatrixelement

(Gl.6.2.5) $T_{fi} = \langle \phi_{\vec{R}_f} | V_2 | \phi_i \rangle$

berechnet werden.

Hierbei ist ϕ_i die Wellenfunktion des Anfangszustands, die Dettmann /DET74/ mit der Lippmann-Schwinger Gleichung berechnete, sie ergibt sich in erster Bornscher Näherung aus der Wellenfunktion $\Phi_i(\vec{r})$ des vor dem Stoß gebundenen Targetelektrons und der ebenen Welle $\exp(i\vec{K}_i\vec{R})$, die die Bewegung des Projektils beschreibt: $\phi_i = \Phi_i(\vec{r})\exp(i\vec{K}_i\vec{R})$ wobei $\vec{K}_i$ und $\vec{R}$ den Ort und Impuls relativ zum Schwerpunkt von Targetion und Elektron beschreiben. V_2 ist hierbei das Potential des Targetatoms.

Zur Berechnung der Übergangsamplitude erhält Dettmann /DET74/ für hohe Energien ($v_P \gg v_i$, v_i= Geschwindigkeit des gebundenen Targetelektrons v_P=Projektilgeschwindigkeit) /DET69/ eine asymptotische Lösung für T_{fi}, wobei er für die Fouriertransformierte von $\phi_i(\vec{r})$, $\int \phi_i(\vec{k}_i)d^3\vec{k}_i = \phi_i(\vec{r}=0)$ einsetzt ($\vec{k}_i$= Eigenimpuls der Targetelektronen). Mithilfe dieser Annahmen ergibt sich der doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung der ECC-Elektronen

(Gl.6.2.6) $$\delta\sigma/\delta\vec{v}_e \sim \delta\sigma/\delta\vec{k} = (2\pi)^4\mathcal{O}/K_i^* \left| K_f^2 dK_f d\Omega \right| T_{fi} \left|^2 \delta(K_i/2\mathcal{O} + \varepsilon_i - K_f^2/2\mathcal{O} - k^2/2\mu)\right.$$

Hierbei sind $\mathcal{O}$ und μ reduzierte Massen aus Elektron, Target und Projektilkern.

$\mathcal{O} = M_P(M_T+m_e)/(M_P+M_T+m_e)$

$\mu = M_T/(m_e+M_T)$

K_i; K_f sind relativer Impuls des Projektils vor (i) und nach dem Stoß (f), ε_i ist die Bindungsenergie des anfangs gebundenen Targetelektrons. $\Delta\Omega$ ist der Raumwinkel in den die Projektile gestreut werden. Die Transformation des doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitts (Gl.6.2.6) ins Laborsystem vereinfacht sich, wenn die Näherung $K_f = K_i$ gemacht wird:

(Gl.6.2.7) $$\delta\sigma/\delta k=(2\Pi)^4\vartheta^2\int_{\Omega_e}|T_{fi}|^2_{E_f=E_i}\,d\Omega$$

Der doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitt $\delta\sigma/\delta k$ kann als Produkt zweier Funktionen betrachtet werden,

(Gl.6.2.8) $$\delta\sigma/\delta k=f(k)*F(v_P),$$

das wegen des Normierungsfaktors der Coulombwellenfunktion bei $v_e=v_P$ eine Singularität aufweist. Betrachtet man die Elektronen, die in einen schmalen Kegel in Vorwärtsrichtung gestreut werden, dessen Öffnungswinkel $2\Theta_e$ beträgt, ergibt sich

(Gl.6.2.9) $$\delta^2\sigma(\Theta_e)/\delta v_e\,\delta\Omega=\int_{\Delta\Omega_e}\delta^2\sigma/\delta v_e\,\delta\Omega\;d\Omega \qquad \text{mit } \delta v_e=v_e^2\,dv_e\,d\Omega$$

was nach Ausführung der Integration zu

(Gl.6.2.10) $$\delta^2\sigma(\Theta_e)/\delta v_e\,\delta\Omega=F(v_P)\,4\Pi^2Z_P\,v_e\{[(v_e-v_P)^2+v_P^2\Theta_e^2]^{-\frac{1}{2}}-|v_e-v_P|\}$$

führt. Hierbei bedeutet

(Gl.6.2.11) $$F(v_P)=2^{16}/(10\Pi^2)*(Z_P)^2(Z_T)^2/v_1^3*(v_e/v_P)^{12}*\Pi a_e^2;$$

mit $v_e=e^2/h$ der Bohrschen Geschwindigkeit, a_e dem Bohrschen Radius, Z_P und Z_T der Ladung des Projektils (P) und Targets (T) sowie der Orbitalgeschwindigkeit v_1 des Targetelektrons ($v_1=v_e$ für einen 1s-Zustand. Diese Form des doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitts für Elektroneneinfang in Kontinuumszustände des Projektils ist symmetrisch um den Pro-

jektilkern und hat eine Halbwertsbreite bezüglich der Peakspitze bei $v_e=v_P$ von

(Gl.6.2.2.12) $\Gamma_{ECC}=3/2\ v_P\theta_e$.

6.2.2.2 Macek-Modell (Faddeev-Theorie 1.Ordnung)

Macek /MAC70/ behandelt den Elektroneneinfangprozeß beim Stoß von Protonen mit H_2 und He als Dreikörperstoß, bei dem Wechselwirkungen von Target, Projektil und Elektron im Endzustand berücksichtigt werden. Bezeichnet man in einem raumfesten Koordinatensystem den Ort der drei Teilchen mit $\vec{r}_1$ (Projektil), $\vec{r}_2$ (Elektron) und $\vec{r}_3$ (Target), erhält Macek ausgehend von den Faddeev Gleichungen für den ersten Term der Neumann-Entwicklung, die die Korrelation Projektilkern-Elektron weit weg vom Targetion berücksichtigt, für die Wellenfunktion im Ausgangskanal

(Gl.6.2.2.13) $\phi_f\approx\Phi^{(23)}+\Phi^{(31)}+\Phi^{(12)}-2\Phi$

mit $\Phi^{(jk)}$ = Wellenfunktion nach Lösung der Schrödingergleichung für ein Zweikörperpotential;

Φ = Ebene Welle aller drei Teilchen zusammen:

$\Phi = (2\Pi)^{-9/2}\exp[i(\vec{K}_1\vec{r}_1+\vec{k}_2\vec{r}_2+\vec{K}_3\vec{r}_3)]$.

Für die Wellenfunktion im Anfangszustand, bei dem Elektron (2) und Target (3) miteinander verbunden sind und das Projektil (1) frei ist, wählt Macek:

(Gl.6.2.2.14) $\phi_i=(2\Pi)^{-3}\exp([i(\vec{k}_1\vec{r}_1+\vec{K}_{23}\vec{R}_{23})])\phi_{23}(\vec{r}_{23})$

mit $\vec{k}_1$ = Anfangsimpuls des Projektils, $\vec{K}_{23}$ = Anfangsimpuls des Targets, $\phi_{23}(\vec{r}_{23})$ = Wellenfunktion des gebundenen Systems.

Macek benutzt zwei Näherungen, um die Übergangsamplitude $T_{fi}=\langle\phi_f|V_i|\phi_i\rangle$ zu bestimmen, zusätzlich zur Vernachlässigung höherer Terme der Neumann-Entwicklung. Für die Wellenfunktion des Projektil-Targetsystems $\Phi^{(31)}$ setzt er die Wellenfunktion des Gesamtsystems Φ ein ($\Phi^{(31)}=\Phi$). Diese Näherung ist für hohe Projektilgeschwindigkeiten ($v_P \gg v_e$) gut erfüllt. Im Wechselwirkungspotential zwischen Projektil und Targetkern $V_i \sim -(r_{12})^{-1} +(r_{13})^{-1}$ wird $(r_{13})^{-1}=0$ gesetzt. Mit diesen Annahmen erhält man für die Wellenfunktion ϕ_f im Ausgangskanal des Stoßes:

(Gl.6.2.15) $$\phi_f=\Phi^{(23)}+\Phi^{(12)}-\Phi$$

Damit ergibt sich für die Übergangsmatrix T_{fi}

(Gl.6.2.16) $$T_{fi}=\langle\Phi^{(23)}|V_i|\phi_i\rangle+\langle\Phi^{(12)}|V_i|\phi_i\rangle-\langle\Phi|V_i|\phi_i\rangle$$

Dieser Ausdruck ist die Summe von drei Amplituden

$\langle\Phi^{(23)}|V_i|\phi_i\rangle$ Übergangsamplitude aus 1.Bornscher Näherung für Target-ionisation

$\langle\Phi^{(12)}|V_i|\phi_i\rangle$ Amplitude für den Übergang des Elektrons in einen Kontinuumszustand des Projektils in OBK-Näherung

$\langle\Phi|V_i|\phi_i\rangle$ Term der berücksichtigt, daß Beiträge der ebenen Wellen in den anderen Termen bereits zweimal gezählt wurden.

Da in Gl.6.2.14 die Übergangsamplituden und nicht die Wirkungsquerschnitte addiert werden müssen, ergibt sich keine physikalische Trennung von Ionisationselektronen und ECC-Elektronen, die unter null Grad in Vorwärtsrichtung emittiert werden. Das Modell Maceks sagt ebenfalls wie das Dettmanns symmetrische Cuspverteilungen voraus.

6.2.2.3 Salin Modell

In der klassischen Binary Encounter Theorie (vgl.Abschn.6.1.1) ist kein Ansatz für einen Vorwärtspeak in der Winkelverteilung der Elektronen zu erkennen, da der Endzustand des Elektrons vollständig durch den Impulsübertrag festgelegt ist. Im Fall der Coulombwechselwirkung ist dies jedoch nicht der Fall, vielmehr muß die Wechselwirkung des Elektrons mit Projektil- und Targetion berücksichtigt werden, die auch eine Funktion des Ortes aller drei Teilchen ist. Berücksichtigt man die langreichweitige Coulombwechselwirkung zwischen Elektron und Projektil nicht, ergeben sich zwar keine ernsthaften Konsequenzen für totale Ionisationsquerschnitte, weil die meisten Elektronen mit sehr kleinen Geschwindigkeiten verglichen mit der Projektilgeschwindigkeit emittiert werden, jedoch ergibt sich nicht der ausgeprägte Cusppeak unter 0° in Vorwärtsrichtung.

Sowohl Macek **/MAC70/** als auch Salin **/SAL69//SAL72/** stützten sich bei ihren Modellen auf experimentelle Ergebnisse von Rudd **/RUD66/**, die Winkelverteilungen der unter 10° bis 160° in Vorwärtsrichtung emittierten Elektronen beim Beschuß von He und H_2 mit Protonen untersuchten; Rechnungen mit Bornscher Näherung **/OLD67/** zu ihren Systemen stimmten nicht mit dem Experiment überein, die größten Abweichungen ergaben sich bei Elektronengeschwindigkeiten, die in Betrag und Richtung mit der Projektilgeschwindigkeit übereinstimmten. Salin **/SAL69//SAL72/** erklärt den Vorwärtspeak im Elektronenspektrum im Rahmen der 2.Bornschen Näherung. Außer der Wechselwirkung des Elektrons mit dem restlichen Targetion **/MAS33/** betrachtet er auch die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Projektil und erhält für den doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von ECC-Elektronen im Laborsystem den Ausdruck

(G1.6.2.17) $\delta^2\sigma/\delta v_e\delta\Omega = 2\pi\eta/(1-\exp(-2\pi\eta)) * \delta^2\sigma/\delta v_e\delta\Omega|_{Born}$

wobei $\gamma = 1/(m_e \hbar) * (|\vec{v}_e - \vec{v}_P|^{-1} - v_P^{-1})$ mit der Elektronenmasse m_e ist. $\delta^2\sigma/\delta v_e \delta\Omega|_{Born}$ bedeutet den Wirkungsquerschnitt, der sich ohne die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Projektil ergibt. Für kleine Relativgeschwindigkeiten $|\vec{v}_e - \vec{v}_P| \to 0$ ergeben sich gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Ergebnissen, jedoch schlechtere Übereinstimmungen als die einfache Bornsche Theorie bei großen Beobachtungswinkeln /SAL72/ /MAD73/. Erste Vergleiche dieser Theorien mit experimentellen Ergebnissen findet man bei Rodbro und Andersen /ROD79/.

6.2.2.4 Asymmetriebeiträge zum ECC-Prozeß in 2.Bornscher Näherung

Ein besonderer Elektroneneinfangprozeß ist der schon von Thomas /THO27/ vorgeschlagene Dreikörperstoß. Hierbei wird das Transferelektron im Feld des Projektilions in Richtung des Targetatomkerns beschleunigt und erfährt im Targetkernfeld eine weitere Beschleunigung und Umlenkung in Richtung zur Projektilbahn. Anschließend kann dieses Elektron, wenn dessen Geschwindigkeit mit der Projektilgeschwindigkeit (bzw. spezifischen Schalengeschwindigkeit) übereinstimmt, vom Projektil eingefangen werden. Drisko /DRI55/ zeigte, daß die erste Bornsche Näherung den direkten Elektroneneinfangprozeß beschreibt, während der Zusatzterm in der zweiten Bornschen Näherung den Doppelstoß berücksichtigt. Shakeshaft und Spruch /SHA79/ berechneten in zweiter Bornscher Näherung den einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt für den Einfang eines Elektrons ins Projektilkontinuum:

(Gl.6.2.18) $$d\sigma/dv_e(1s \to cont.) = 2^5 (Z_T)^4 (Z_P)^3 (e^2/(\hbar v_P) \Pi (a_0)^2 * \int d\Omega_e * (|\vec{v}_e - \vec{v}_P|)^{-1} * J_0[i(Z_P/Z_T) * \chi] \exp(-Z_P/Z_T * \chi),$$

mit J_0 = Besselfunktion erster Ordnung und

$\chi = 1 + \vec{k} * \vec{r}$, wobei $\vec{k}$ und $\vec{r}$ Impuls- und Ortsvektor des emittierten Elektrons bezeichnen.

Der Wirkungsquerschnitt verhält sich asymptotisch für hohe Projektilgeschwindigkeiten (wegen $(|\vec{v}_e-\vec{v}_P|)^{-1}\sim(v_P)^{-2}$) wie $\sigma_{ECC}\sim(v_P)^{-11}$ und beschreibt eine asymmetrische Geschwindigkeitsverteilung der Cusp-Elektronen mit einer niederenergetischen Erhöhung der Elektronenausbeute.

6.2.2.5 Die Impulsnäherung (IA)

Dieser Abschnitt befaßt sich mit dem Stoß eines vollständig ionisierten Projektilions mit einem Targetatom, bei dem ein aktives Elektron betrachtet wird und die übrigen Targetelektronen in einem effektiven Targetpotential berücksichtigt werden. Um die Übergangsamplitude für den Elektroneneinfang ins Projektilkontinuum zu bestimmen, kann die Impuls-Näherung (IA) verwendet werden, wenn daß Stoßsystem asymmetrisch ist (d.h. $Z_P\ll Z_T$ oder $Z_P\gg Z_T$). Für Stoßsysteme in denen $Z_P\approx Z_T$ gilt, kann die IA nur angewendet werden, wenn die Projektilgeschwindigkeit sehr viel größer ist als die Orbitalgeschwindigkeit des Elektrons im Grundzustand ist. Wir beschränken uns hier auf den Fall $Z_P\ll Z_T$.
In der halbklassischen Theorie, in der der Abstand von Projektil- und Targetkern R(t) durch eine klassische Bahn mit Stoßparameter b beschrieben wird, ist die Übergangsamplitude für den ECC-Prozeß bei leichten Projektilen

$$\text{(Gl.6.2.19)}\quad a_{fi}=-i\int dt\int d\vec{q}\ \langle\phi_f^P|\vec{q}\rangle\langle\phi_{\vec{q}}^T|V_P|\phi_i^T\rangle.$$

Gl.6.2.19 beschreibt den Elektronen-Übergang als Anregung vom Anfangszustand ϕ_i^T im Potential V_P des Projektils in einen Target-Kontinuumszustand $\phi_{\vec{q}}^T$ mit dem Impuls $\vec{q}$, gewichtet mit der Aufenthaltswahrscheinlichkeit dieser Impulse im Endzustand ϕ_f^P des Projektils, der ins Targetsystem transformiert wurde. $|\vec{q}\rangle$ bezeichnet eine ebene Welle. Bezeichnet

man die Impulse der Fouriertransformierten des Projektil-Endzustands mit $\vec{k}_f$ und die Target-Bindungsenergie mit ε_1^T und betrachtet man gerade Trajektorien, kann das Zeitintegral nach der Transformation von q und s in $q_1=q-v-s$ und $s_1=q_1+s$ ausgerechnet werden. Nach der Integration über die Stoßparameter erhält man für den doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitt für die Emission von Elektronen mit der Energie $E_f=(k_f)^2/2$ (im Targetsystem) und $k_f=\vec{k}+v$ in den Raumwinkel $d\Omega_f$:

$$\text{(Gl.6.2.20)} \quad \delta^2\sigma/\delta E_f \delta\Omega_f = 4(Z_P)^2 k_f / v \int_{q_{min}}^{\infty} q_1 \int_0^{2\pi} d\varphi_q \, |M(\vec{q}_1)|^2 \, dq_1$$

Hierbei sind $q_{min}=1/v*((\vec{k}_f)^2-\varepsilon_1^T+v^2/2)$ und

$$\text{(Gl.6.2.21)} \quad M(\vec{q}_1)=\int (s_1-q_1)^{-2} ds_1 \varphi_f^P(s_1) \langle \phi_{\vec{k}}^- + \vec{v}(\vec{r}) | \exp(i(\vec{s}_1-\vec{q}_1)\vec{r}) | \phi_1^T(\vec{r}) \rangle$$

Da $M(q_1)$ ein dreidimensionales Integral enthält, ist eine exakte Berechnung von Gl.6.2.20 kaum möglich, besonders da der Integrand um $\vec{k}\approx 0$ stark oszilliert wegen des Verhaltens der Fouriertransformierten Coulomb-Welle. Daher führt man dessen Berechnung mit Hilfe einer Peaking-Näherung durch, die angewendet werden kann, da $\varphi_f^P(s_1)$ bei $\vec{s}_1=\vec{k}_f$ stark gepeakt ist. Die "full peaking-Näherung" führt zu einem analytischen Ausdruck für $M(\vec{q}_1)$, wenn alle Faktoren bei $\vec{s}_1=\vec{k}_f$ in Gl.6.2.21 außer $\varphi_f^P(s_1)$ vor das Integral gezogen werden. Behält man zusätzlich den Coulomb-Faktor $(\vec{s}_1-\vec{q}_1)^{-2}$ im Integral, kann das Integral für Coulomb-Wellenfunktionen leicht berechnet werden und führt zu einem Wirkungsquerschnitt

$$\text{(Gl.6.2.22)} \quad \delta^2\sigma/\delta E\delta\Omega = 4(Z_P)^2 k_f / v \int d\vec{q}_0 \, \delta(\tfrac{1}{2}(k_f)^2-\varepsilon_1^T+\vec{q}_0\vec{v}) (q_0)^{-4} * \\ |\langle \phi_k^T(\vec{r}) | \exp(-i\vec{q}_0\vec{r}) | \phi_1^T(\vec{r}) \rangle|^2$$

Dieser doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitt beschreibt die Ionisation eines Targetelektrons mit Endimpuls k_f und führt zu asymmetrischen Cusp-Verteilungen.

6.2.2.6 Parametrisierung der Spektren mit Legendre Polynomen

Die experimentellen Untersuchungen der ECC-Verteilungen können durch die Einführung einer Technik der Parametrisierung der Spektren in einer spektrometerunabhängigen Weise vorgenommen /MEC81/ und die Parameter so mit Ergebnissen anderer Autoren verglichen werden. Hierzu entwickelt man den doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitt $\delta^2\sigma/\delta E\delta\Omega|_P$ im Projektilsystem in Termen von Legendre Polynomen:

$$(Gl.6.2.23) \quad \delta^2\sigma/\delta E\delta\Omega|_P = \sum_l B_l(v_P)P_l(\cos\theta'),$$

wo v_P bzw. θ' die Geschwindigkeit und der Emissionswinkel der Elektronen im Ruhesystem des Projektils sind. Hier bedeutet der $l=0$ Term den isotropen Anteil des Wirkungsquerschnitts, der zu symmetrischer Peakform führt, während der $l=1$ Term den Dipolanteil beschreibt, der zu asymmetrischer Peakform führt und der $l=2$ Term den Quadrupolanteil berücksichtigt. Betrachtet man nur Beträge von v_P, die in der Nähe des Cusp sind, kann man die Koeffizienten B_l in einer Taylorentwicklung in v_P betrachten:

$$(Gl.6.2.24) \quad \delta^2\sigma/\delta E\delta\Omega|_P = B_0 + B_0 v_P + (B_1 + B_1 v_P)\cos\theta' + \ldots ,$$

wobei v_P in atomaren Einheiten angegeben wird. Nun kann man die experimentelle Cusp-Elektronenausbeute Y als Funktion der Entwicklungskoeffizienten B_l durch die Transformation dieses Wirkungsquerschnitts ins Laborsystem und der Faltung mit der Spektrometer-Transmissionsfunktion

$S(E_L, \Omega_L)$ für die Elektronenenergie E_L und den Emissionswinkel Ω_L im Laborsystem angeben:

$$(Gl.6.2.25) \quad Y(B_1) = \int_{E_L} \int_{\Omega_L} S(E_L, \Omega_L)(\delta^2\sigma/\delta E \delta\Omega)_L \, dE_L \, d\Omega_L$$

Durch die Anpassung dieses Ausdrucks an das experimentelle Spektrum erhält man die Parameter der Taylorentwicklung. Für den Grenzfall $v_P \approx 0$ kann der doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitt angegeben werden als

$$(Gl.6.2.26) \quad \delta^2\sigma/\delta E \delta\Omega|_P = B_0 [1 + B_1/B_0 \cos\theta' + B_2/B_0 (3/2 * \cos^2\theta' - \tfrac{1}{2})],$$

wobei B_0 die Größe des Wirkungsquerschnitts angibt, während B_1/B_0 die Winkelabhängigkeit festlegt. Ein Wert B_1/B_0 ungleich 0 führt zu einem Unterschied zwischen Vorwärts- und Rückwärts-Elektronenemission bezüglich der Projektilrichtung und wird daher als Anisotropieparameter bezeichnet. B_2/B_0 berücksichtigt das Quadrupolmoment und bewirkt eine Veränderung der Peakbreite der Cusp-Elektronenverteilung.

6.2.3 Elektronenverlust ins Projektilkontinuum

Ähnlich wie der ECC-Prozeß als Sonderfall der Targetionisation betrachtet werden kann, ist der ELC-Prozeß ein Sonderfall der Projektilionisation. Diese Kontinuumselektronen liefern einen Beitrag zu den gesamten Ionisationselektronen nur in dem Geschwindigkeitsbereich, in dem die Elektronengeschwindigkeit v_e etwa der Projektilgeschwindigkeit v_P entspricht. Briggs und Drepper **/BRI78/** behandeln den ELC-Prozeß im Rahmen der ersten Bornschen Näherung wie die normale Projektilionisation, setzen jedoch für die Elektronen im Ausgangskanal Kontinuumswellenfunktionen ein. Sie erhalten damit für Projektilgeschwindigkeiten v_P, die sehr

viel höher als die Orbitalgeschwindigkeit des zu ionisierenden Elektrons ist, also in einem Bereich in dem die Bornsche Näherung ihre Gültigkeit hat, unter Null Grad einen in der Form gleichen lanzenförmigen Peak wie im ECC-Prozeß:

(Gl.6.2.27) $\delta\sigma/\delta v_e \approx I_{1,2}(4\Pi^2 Z_T v_e/v_P^3)*[((v_e-v_P)^2+v_P^2\theta_e^2)^{-\frac{1}{2}}-|\vec{v}_e-\vec{v}_P|]$.

Hierbei bedeuten
- Z_T Ladung des Targets
- θ_e halber Spektrometerakzeptanzwinkel
- $I_{1,2}$ Funktionen, die für $v_P \gg v_B$ konstante Werte ergeben und unterscheiden ob beim Stoß das Target im Grundzustand bleibt oder zu einer Anregung des Targets geführt hat.

Die Integration des Wirkungsquerschnitts über einen Geschwindigkeitsbereich $(1-\alpha)v_P \leq v_e \leq (1+\alpha)v_P$ und ($\alpha \ll 1$) ergibt für den absoluten Wirkungsquerschnitt:

(Gl.6.2.28) $\sigma_{1,2} = I_{1,2}4\Pi^2 Z_T[\alpha[(\alpha^2+\theta_e^2)^{-\frac{1}{2}}-\alpha]+\frac{1}{2}\theta_e^2)*$
$\ln[((\alpha^2+\theta_e^2)^{-\frac{1}{2}}+\alpha)/((\alpha^2+\theta_e^2)^{-\frac{1}{2}}-\alpha)]]$.

Dies bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt für Elektronen, die in einen schmalen Kegel in Vorwärtsrichtung mit $\vec{v}_e \approx \vec{v}_P$ emittiert werden, mit wachsender Projektilgeschwindigkeit v_P für konstante Werte α asymptotisch einem konstanten Wert zustrebt.

6.2.4 Strahlender Elektroneneinfang (REC)

Der strahlende Elektroneneinfang, bei dem ein nahezu freies Targetelektron in einen gebundenen Zustand des Projektils unter gleichzeitiger

Aussendung eines Photons eingefangen wird, kann als Umkehrprozeß des Photoeffekts aufgefaßt werden. Bethe und Salpeter berechneten 1957 /BET57/ den totalen Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß:

(Gl.6.2.29) $\sigma_{REC}(1s1s)=2^7/3*(Z_P)^5(e^2/(\hbar c))^3(e^2/\hbar*v_P))^5\Pi(a_e)^2$

Für den doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitt des strahlenden Elektroneneinfangs ins Projektilkontinuum $\delta^2\sigma/\delta E\delta\Omega$ leiten Shakeshaft und Spruch /SHA79/ einen asymptotischen Ausdruck her, der einen symmetrischen Cusppeak liefert und für $Z_P=1$ erst bei Projektilgeschwindigkeiten $v_P > 23\ v_e$ dominiert. Eine ähnliches Verhalten liefert die Impuls-Näherung (vgl.Abschn.6.2.2.5) /JAK87/ (Abb.6.1). Bei allen von uns durchgeführten Experimenten ($v_P < 17\ v_e$) liegt der Elektronenanteil des strahlenden Einfangs in Kontinuumszustände des Projektils jedoch Größenordungen unter dem Coulombanteil und ist daher zu vernachlässigen.

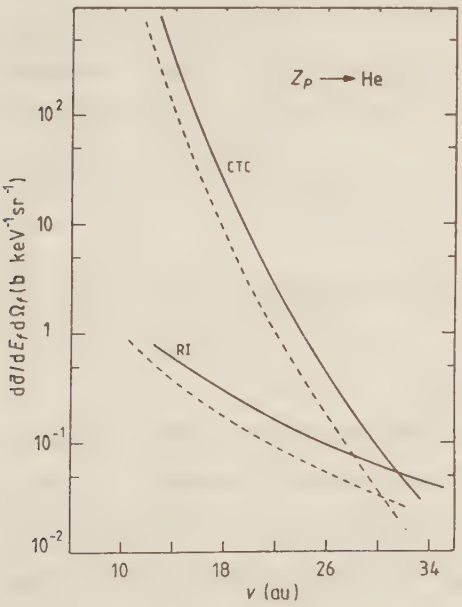


Abb.6.2.1 ***Doppeltdifferentieller Wirkungsquerschnitt am Cusp als Funktion der Projektilgeschwindigkeit für die Stoßsysteme Ne^{10+} (durchgezogene Linie) und C^{6+} (gestrichelte Linie) auf Helium. CTC =Coulomb-Einfang; RI=Strahlender Elektroneneinfang.***

6.2.5 Rydbergzustände

Atome mit Elektronen in hochangeregten Zuständen, also kleinen negativen Energien nahe der Ionisationsgrenze bezeichnet man als Rydbergatome. Diese Elektronen können aus inneren Schalen des Atoms angeregt werden oder aus dem Einfang in hochangeregte Zustände entstehen.
Bereits 1928 erhielt Oppenheimer/OPP28/ für den Einfangquerschnitt eines Elektrons in eine Schale n eines Projektils die Beziehung

(Gl.6.2.30) $$\sigma_{(n)}=\sigma_{(1)}/n^3 .$$

Für leichte Stoßsysteme, d.h. $Z_P \ll Z_T$ und hohe Projektilgeschwindigkeiten ($v_P \gg v_B$) bedeutet dies, daß der größte Teil der Elektronen in den Grundzustand $\sigma_{(1)}$ eingefangen wird. Diese Gesetzmäßigkeit konnte experimentell bestätigt werden /BAY75/. Schwere Projektile dagegen fangen Elektronen vorwiegend in angeregte Zustände ein /BEL53//HÖP85/. Hochangeregte Elektronen können aufgrund ihrer sehr geringen Bindungsenergie leicht in schwachen elektrischen Feldern, im Fall bewegter Projektile auch in magnetischen Feldern, ionisiert werden (Feldionisation siehe z.B./VAG82//SEL82/). Ihre Geschwindigkeit entspricht daher ebenfalls derjenigen des Projektilions.

6.2.6 Das Wake-Potential beim Durchflug geladener Teilchen durch Festkörper

1948 behandelte Niels Bohr in einer umfangreichen Publikation den Durchgang geladener Teilchen durch Materie /BOR48/. Abbildung 6.2.2 zeigt eine Figur aus dieser Arbeit. Ein positiv geladenes Teilchen bewegt sich durch ein regelmäßiges Gitter von Atomen unter Bedingungen, die wir heu-

te mit channeling bezeichnen würden. Die Atome reagieren auf das Teilchen durch eine Auslenkung der elastisch gebundenen Elektronen auf die Flugbahn des Ions zu. Dies führt über periodische Elektronendichtefluktuationen zur Ausbildung einer negativen Raumladung hinter dem positiv geladenen Projektil, die dieses abbremst.

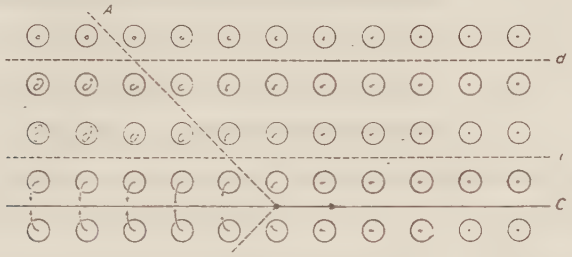


Fig. 6.

Abb.6.2.2 ***Ausschnitt aus Niels Bohrs Arbeit "The penetration of atomic particles through matter" von 1948*** **/BOR48/**

Ein Ausdruck für das vom Ion im Festkörper induzierte Wake-Potential kann aus den Maxwellschen Gleichungen hergeleitet werden. Für nichtrelativistische Projektilgeschwindigkeiten v_P erhält man **/NEU55//NEE74/**

$$\text{(Gl.6.2.31)}\quad \Phi(\varrho,z,t)=(Z_P e)/(\pi v_P)\int_0^\infty \varkappa J_0(\varkappa\varrho)\,d\varkappa \int_0^\infty \exp(i\omega(z/v_P-t))/(k^2\varepsilon(k,\omega))\,d\omega$$

Hierbei sind

v_P	Projektilgeschwindigkeit
$J_0(\varkappa\varrho)$	Besselfunktion
k	Wellenzahl ($k^2=\varkappa^2+\omega^2/v_P^2$)
ω	Kreisfrequenz der Fourierkomponente des Potentials
$\varepsilon(k,\omega)$	Dielektrizitätsfunktion
ϱ, z	Zylinderkoordinaten

Für die Dielektrizitätsfunktion kann man schreiben **/ECH79/**:

(G1.6.2.32) $\varepsilon(k,\omega)=1-\omega_P^2/(\omega(\omega+iY_D))*\theta(k_c-k)$

mit ω_P Plasmafrequenz $\omega_P=(4\pi^2 n_e/M_e)^{1/2}$

n_e Elektronendichte/cm³, M_e Elektronenmasse

$\theta(k_c-k)$ Stufenfunktion, die verhindert, daß Wellenzahlen k größer als eine Grenzwellenzahl k_c berücksichtigt werden

Y_D Dämpfungsglied $Y_D=(n_e e^2/M_e)\varrho_\Omega$; ϱ_Ω spezifischer Widerstand des Leiters.

Die Wellenlänge des Wake-Potentials $\lambda_w=v_P/h\omega_P$, dem Abstand zweier Maxima, ergibt sich aus der Projektilgeschwindigkeit v_P und der Eigenschwingfrequenz des Festkörpers. Die Plasmaenergie $\hbar\omega_P$ für Kohlenstoff beträgt 19-21 eV; $\omega_P(C)=5*10^{15}$ s^{-1} und damit $\lambda_w=27$ v_P [Å] (v_P in a.u.). Beim Durchflug des Projektils durch den Festkörper können Elektronen von Projektil oder Target in das Wake-Potential eingefangen werden (ECW), fliegen so korreliert mit dem Projektil. Beim Austritt des Projektils aus dem Festkörper bricht das Wake-Potential ab. Yamazaki und Oda /YAM82/ berechneten den Wirkungsquerschnitt für den Einfang von Targetelektronen in das erste Maximum des Wake-Potentials. Dabei konnten sie zeigen, daß der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß stärker mit der Projektilgeschwindigkeit abnimmt als der ECC-Wirkungsquerschnitt, so daß in den von uns untersuchten Geschwindigkeitsbereichen ($v_P > 7\ v_0$) Wake-Effekte vernachlässigt werden können. Prinzipiell jedoch könnten ECC- und ECW-Anteile im Geschwindigkeitsspektrum getrennt werden, da die Halbwertsbreite der ECW-Elektronen nicht von der Auflösung des Spektrometers abhängt, wie die der ECC- bzw. ELC-Elektronen, hängt jedoch von der Projektilgeschwindigkeit und dem Targetmaterial ab.

7. Ladungs-und Targetdickenabhängigkeit der Konvoielektronenausbeuten beim Durchgang schneller Ionen durch Folien

Für lange Zeit glaubte man, daß die Konvoielektronenausbeute nicht vom Eingangsladungszustand des Projektils abhängt, weil man annahm, daß das Kontinuumelektron in den letzten Atomlagen des Festkörpers gebildet wird /LAU80//SEL82/. Vorausgesetzt die Ionen sind beim Durchdringen des Festkörpers nicht vollständig ionisiert, ergibt sich der Hauptbeitrag zur Konvoielektronenausbeute aus ELC-Prozessen /PON81/. Da die Wahrscheinlichkeit für Elektronenverlust des Projektils von der Anzahl gebundener Elektronen abhängt, sollte man daher eine deutliche Abhängigkeit der Konvoielektronenausbeute von der Eingangsladung q des Projektils erwarten, wenn die Folien so dünn gewählt werden, daß das Ladungsgleichgewicht (und hierbei insbesondere der angeregten Zustände) noch nicht erreicht ist.

Für leichte Projektile /LAT84/ und für schnelle Nickelionen /SEL84/ wurde eine Targetdickenabhängigkeit für Konvoielektronen beobachtet. Da Konvoielektronen als Übergang von Rydbergelektronen über die Ionisationsgrenze hinaus angesehen werden können, konnte man aufgrund der Beobachtung, daß die Ausbeute an Rydbergzuständen bei der Messung von Röntgenstrahlen von der Targetdicke der Folien und der Eingangsladung q der Projektile abhängt voraussehen, daß die Ausbeute der Konvoielektronen ein ähnliches Verhalten zeigt /BET83/.

7.1 Experimente mit 125 MeV ^{32}S (q=10+ bis 16+) C-Folien

7.1.1 Ergebnisse

Abbildung 7.1.1 zeigt die Abhängigkeit der Konvoielektronenausbeute von der Targetdicke und der Eingangsladung der Projektile normiert auf die gleiche Teilchenzahl für Targetdicken $4 < \varrho x < 180$ µg/cm² /SRA85/.

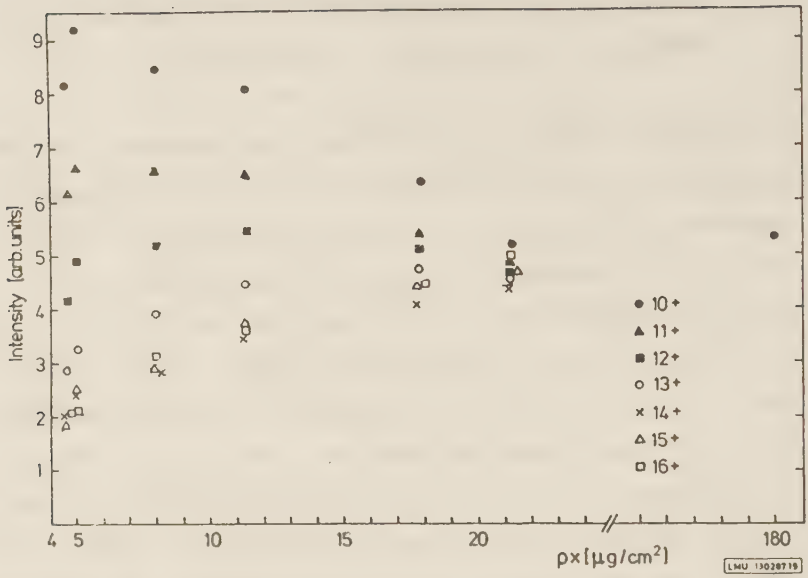


Abb.7.1.1 ***Targetdickenabhängigkeit der Konvoielektronenausbeute beim Durchgang von 125 MeV Schwefelionen (q=10+ bis 16+) durch Kohlenstoffolien (ϱx=4 bis 180 μg/cm²)***

Die experimentellen Ergebnisse für dünne Targets ($\varrho x < 20$ μg/cm²) können qualitativ wie folgt beschrieben werden: Je mehr Elektronen die Projektilionen in das Target einbringen, desto höher ist die beobachtete Konvoielektronenausbeute. Die Konvoielektronenausbeute hinter der Folie spiegelt die eigentliche Produktionsfunktion und den Transport der erzeugten Elektronen durch den Festkörper wider. Ein spezielles Interesse galt daher der mittleren Ausdringtiefe λ_c dieser Elektronen. Ursprünglich war man der Meinung, daß Konvoielektronen, da sie sich im Kontinuum des Projektils befinden, bei der Streuung und beim Energieverlust wie freie Elektronen der gleichen Geschwindigkeit zu behandeln seien. Jedoch zeigen Koinzidenzexperimente zwischen Konvoielektronen und Ausgangsladungszuständen des Projektils, daß Ausdringtiefen der Konvoielektronen

größer sind als die freier Elektronen /ELS81/. Auch für leichte Projektilionen wurden ähnliche Zusammenhänge aufgrund ihrer Targetdickenabhängigkeiten gefunden /KOS84/.

7.1.2 Beschreibung des Experiments mithilfe eines Modells zur Berechnung der Ladungszustandsentwicklung in Folientargets

Beim Durchgang schneller Ionen durch Folien- oder Gastargets finden in inelastischen Stößen mit den Targetatomen Umladungs-, An- und Abregungsprozesse statt. Die Entwicklung der Ladungszustände, untergliedert auch nach deren Anregungsgrad, läßt sich mithilfe atomarer Wirkungsquerschnitte mit dem gekoppelten linearen Differentialgleichungssystem

(Gl.7.1.1) $$dP_i/dx' = \sum_{j \neq i} (P_j\sigma_{ji} - P_i\sigma_{ij})$$

beschreiben. Der Wirkungsquerschnitt σ_{ij} beschreibt die Wahrscheinlichkeit mit der ein Zustand i in den Zustand j übergeht. Für Zwei- und Dreikomponentensysteme ist eine direkte Integration dieser Gleichung möglich /ALL58/, jedoch muß auf numerische Methoden zurückgegriffen werden, betrachtet man ein aus n Komponenten bestehendes Projektilsystem mit bis zu n(n-1) Stoßquerschnitten. Eine solche Modellrechnung für das Stoßsystem 125 MeV ^{32}S(q=10+ bis 16+) C-Folie wurde entwickelt /HÖP85/ und erlaubt neben der Optimierung von Stoßquerschnitten und der Bestimmung von l-Verteilungen auch die Ermittlung von Fluoreszenz- und Projektil-Ionisationselektronen-Ausbeuten sowie Anteilen von Augerelektronen. Wir gehen von der Annahme aus, daß ein fester Bruchteil der ionisierten Projektilelektronen zu den Kontinuumszuständen beitragen, ein anderer Bruchteil aller eingefangenen Elektronen zusätzlich in das Projektilkontinuum eingefangen werden können. Diesen Kontinuumselektronen wird nun eine mittlere freie Weglänge λ_c zugeordnet, die die Wahr-

scheinlichkeit beschreibt, mit der die Elektronen vom Projektil weggestreut werden. Die Konvoi-Elektronenausbeute läßt sich dann in einfacher Form darstellen:

$$(G1.7.1.2)\quad Y_q(x)=\int_0^x dN_q(x')/dx'*\exp(-(x-x')/\lambda_c\,dx'$$

Der erste Term des Integrals bestimmt die Anzahl ionisierter Elektronen pro Foliendicke, während die Exponentialfunktion die Ausdringwahrscheinlichkeit der Konvoielektronen berücksichtigt. Beim Einschuß niedriger Ladungszustände unterhalb der mittleren Ladung ($q \ll \bar{q}$) wird der Beitrag der Kontinuumselektronen für kleine Targetdicken ($\varphi\, x < 20\ \mu g/cm^2$) fast ausschließlich aus der Ionisation gebundener Projektilelektronen gespeist. Daher wird hier $dN_q(x')/x'$ proportional zur Anzahl gebundener Elektronen mit den entsprechenden Ionisationswirkungsquerschnitten sein. Bei Eingangsladungszuständen der Ionen in der Nähe und oberhalb der mittleren Gleichgewichtsladung ($q \approx \bar{q}$; $q > \bar{q}$) addiert sich zum Ionisationsbeitrag ein Anteil des Elektroneneinfangs ins Projektilkontinuum. In den Rechnungen wurden mehrere Modelle getestet, die unterschiedlichen Transport- bzw. Produktionsmechanismen entsprechen: Der Transport der Kontinuumselektronen im Festkörper kann für alle betrachteten Projektil-Ladungszustände durch eine einzige mittlere freie Weglänge beschrieben werden (Modell 1), bzw. differenziert für ECC- und ELC- Ereignisse (Modell 2). Kontinuumselektronen verschiedener Ladungszustände, unabhängig ob sie durch Elektroneneinfang oder -verlust entstanden sind, können unterschiedliche freie Weglängen zurücklegen (Modell 3), bzw. mit unterschiedlichen Anteilen zur Konvoielektronenausbeute beitragen (Modell 4).

1. $(G1.7.1.3)\quad dN_q(x')=A*dN^{ELC(q=10-15)}(x')/dx'+B*dN^{ECC}{}_{(q=14-16)}(x')/dx'$

Dieses Modell berücksichtigt die Ionisation aus Ladungszuständen $10 \leq q \leq 15$ und den Einfang bei Ladungszuständen $14 \leq q \leq 16$; die mittlere Gleichgewichtsladung des Stoßsystems beträgt $\langle q \rangle = 14.7$. Sowohl dem Einfang, als auch dem Verlust von Elektronen ins Projektilkontinuum wird die gleiche mittlere freie Weglänge λ_c zugeordnet. Die Faktoren A bzw. B bedeuten hierbei den Anteil der Gesamtelektronen, die ins Kontinuum gelangen.

2. Dieses Modell geht vom 1.Modell aus, jedoch werden den ECC- bzw. ELC- Elektronen zwei unterschiedliche mittlere freie Weglängen λ_{ELC} und λ_{ECC} zugeordnet:

$$(G1.7.1.4)\quad Y_q(x') = \int_0^x [AdN^{ELC}{}_{(q=10-15)}(x')/dx' * \exp(-(x-x')/\lambda_{ELC}) + BdN^{ECC}{}_{(q=14-16)}(x')/dx' * \exp(-(x-x')/\lambda_{ECC})]$$

3. Bei diesem Modell werden verschiedenen Ladungszuständen verschiedene mittlere freie Weglängen zugeordnet. Die Ladungszustände werden hierbei in Gruppen zusammengefaßt: q=10-12, q=13,14 und q=15,16 erhalten drei verschiedene Weglängen $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$:

$$(G1.7.1.5)\quad Y_q(x') = \int_0^x [AdN^{ELC}{}_{(q=10-12)}(x')/dx' * \exp(-(x-x')/\lambda_1) + (AdN^{ELC}{}_{(q=13,14)}(x')/dx' + BdN^{ECC}{}_{(q=14)}(x')/dx') * \exp(-(x-x')/\lambda_2) + (Adn^{ELC}{}_{(q=15)}(x')/dx' + BdN^{ECC}{}_{(q=15,16)}(x')/dx') * \exp(-(x-x')/\lambda_3)]dx'$$

4. Auch dieses Modell wirkt selektiv auf unterschiedliche Ladungszustände, jedoch wird allen die gleiche mittlere freie Weglänge zugeordnet. Stattdessen können die Ladungszustände q=10-12, q=13,14 bzw. q=15,16 mit unterschiedlichen Anteilen zur Konvoielektronenausbeute beitragen:

(Gl.7.1.6) $dN_q(x')/dx' = A_1 dN^{ELC}{}_{(q=10-12)}(x')/dx' + A_2 dN^{ELC}{}_{(q=13,14)}(x')/dx'$

$+ A_3 dN^{ELC}{}_{(q=15)}(x')/dx' + B dN^{ECC}{}_{(q=14-16)}(x')/dx'$

$A = A_1 + A_2 + A_3$

Bei allen vier betrachteten Modellen kann jeweils der Anteil der ELC-Elektronen von den gesamten Ionisationselektronen bzw. der Anteil der ECC-Elektronen von den insgesamt in gebundene Zustände eingefangenen Elektronen unterschiedlich gewählt werden (Faktor A bzw. B in Gl.7.1.3-7.1.6). Die Ergebnisse der vier Modellrechnungen sind in Abb.7.1.2a-d zusammen mit den experimentellen Daten dargestellt.

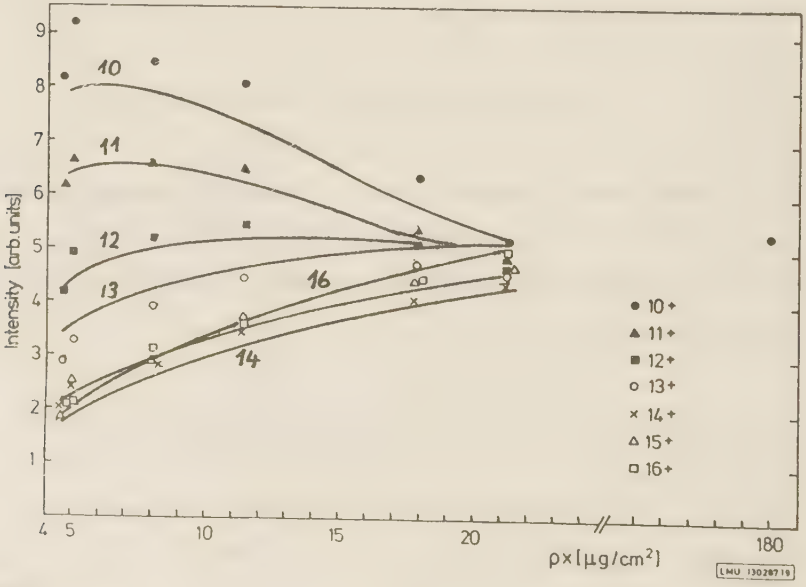


Abb.7.1.2 a

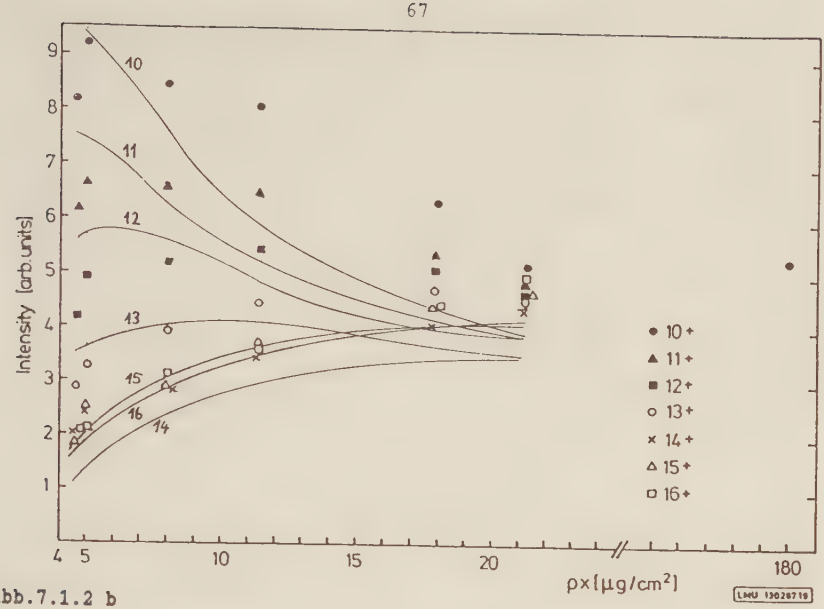


Abb.7.1.2 b

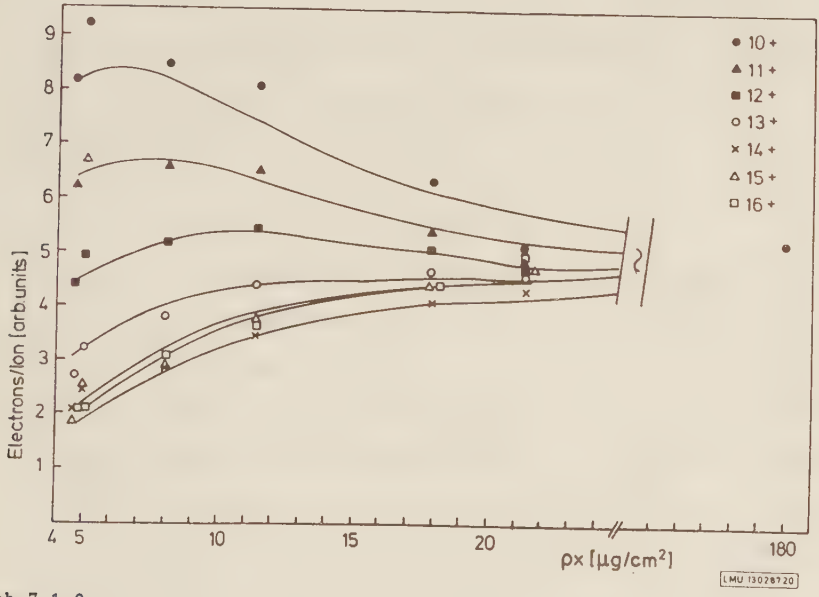


Abb.7.1.2 c

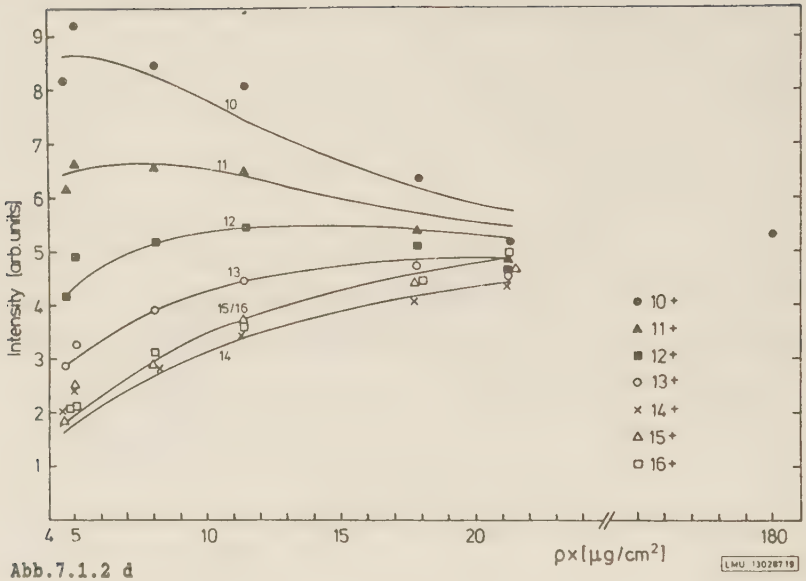


Abb.7.1.2 d

Abb.7.1.2 a-d *Modellrechnungen zur Targetdickenabhängigkeit der Konvoi-elektronenausbeute beim Beschuß von Kohlenstoffolien (ρx= 4-180 μg/cm²) mit 125 MeV ^{32}S (q=10+ bis 16+): a) - d) Modell 1 bis 4.*

Die jeweiligen ELC- bzw. ECC Anteile (A,B) und deren Verhältnis (A/B) sind in Abb.7.1.3 a-c dargestellt und verändern sich mit den verschiedenen Modellen nicht wesentlich. Die mittleren freien Weglängen λ , die Faktoren A und B, sowie ein Normierungsfaktor zur Anpassung an die experimentellen Daten waren als Fitparameter angesetzt worden.

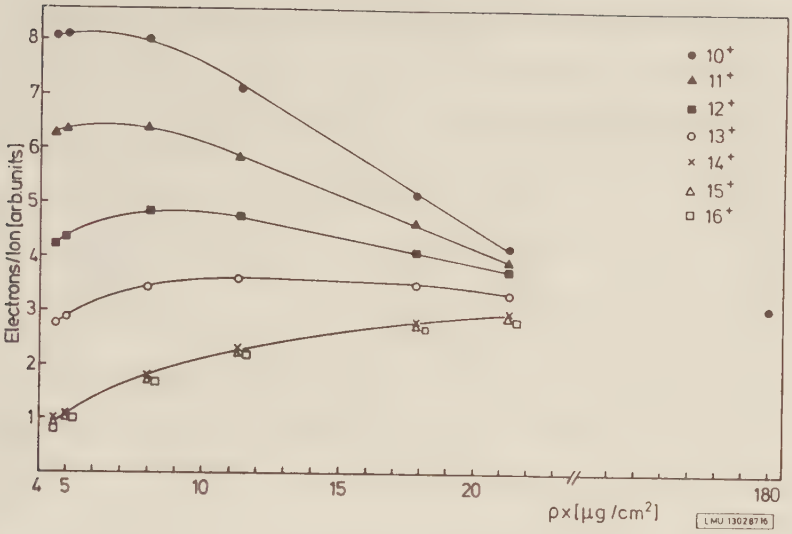


Abb.7.1.3 a

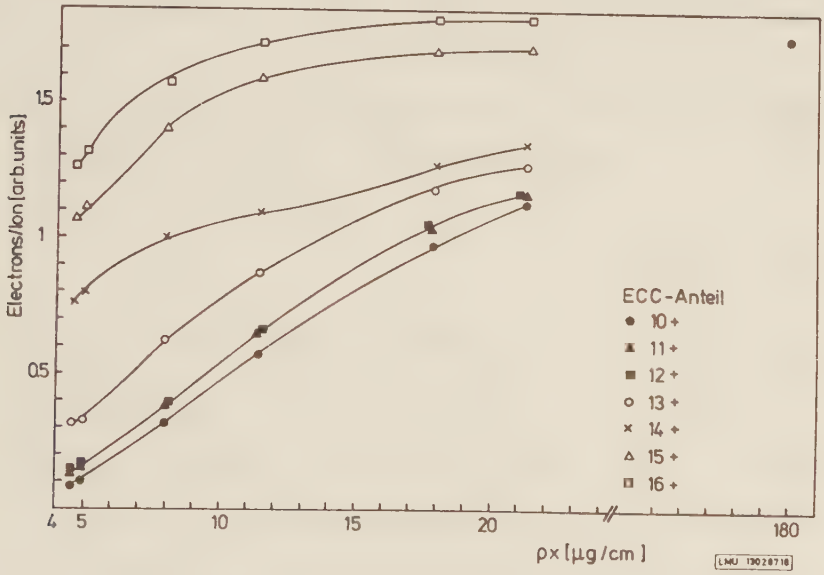


Abb.7.1.3 b

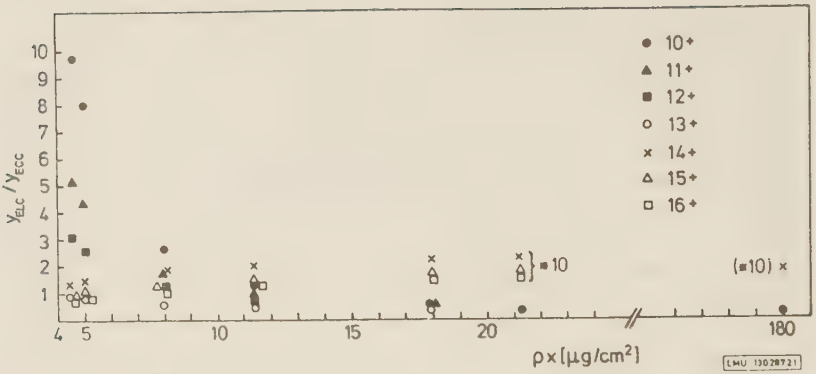


Abb.7.1.3 c

Abb.7.1.3 a-c *a) ELC-Anteil A; b) ECC-Anteil B; c) Verzweigungsverhältnis ELC/ECC-Anteil A/B) als Funktion der Targetdicke*

7.1.3 Diskussion

Erstes Merkmal aller Modellrechnungen ist, daß die mittleren freien Weglängen allesamt um einen Faktor 10-20 größer sind (250 Å$< \lambda_c <$ 500 Å), als man dies aus der Streuung freier Elektronen gleicher Energie in Festkörpern erwartet ($\lambda_f \approx$20 Å /SEA80/, $\lambda_f \approx$50 Å /RÖS83/. Die Kurvenformen werden für alle Eingangsladungszustände qualitativ richtig wiedergegeben. Die ersten beiden Modelle reproduzieren das Kurvenverhalten für den niedrigsten Ladungszustand (q=10+) nicht quantitativ, während das korrekte Verhalten für alle sieben eingeschossenen Ladungszustände von Modell 3 und 4 wiedergespiegelt werden. Dies deutet darauf hin, daß der

Transportmechanismus für erzeugte Konvoielektronen nicht selektiv auf ELC bzw. ECC wirkt, sondern vielmehr vom Ladungszustand q des begleitenden Projektils abhängt. Modell 3 und 4 sind von der Aussage her ähnlich: Um das Experiment insbesondere für kleine Targetdicken ($\varrho x < 20\ \mu g/cm^2$) und niedrige Ladungszustände (q=10, 11) richtig zu beschreiben, müssen i) mehr Konvoielektronen aus eben diesen Ladungszuständen, im Vergleich zu denen aus höheren Ladungszuständen erzeugt werden oder ii) diese Elektronen müssen über größere Targetstrecken transportiert werden, als die Konvoielektronen die mit höheren Ladungszuständen korreliert sind. Die größere Transportweite für Elektronen die mit niedrigen Ladungszuständen korreliert sind, widerspricht allerdings der Vorstellung des "Coulomb-focussing" bei der das Konvoielektron stärker mit dem Projektil korreliert bleibt ("fokussiert wird"), je höher dessen Ladungszustand ist.

8. Analyse und Diskussion der Meßergebnisse

8.1 Cusp-Elektronen von Folientargets

In Abbildung 8.1.1 ist das Geschwindigkeitsspektrum von unter Null Grad emittierten Elektronen dargestellt, die Beim Beschuß einer dünnen Kohlenstoffolie (ϱ x=2.5 µg/cm²) mit 7 MeV Protonen entstehen. Das Spektrum ist nicht mit der Transmissionsfunktion des Spektrometers (vgl. Abschn.3.6.1) korrigiert. Über einem Untergrund aus Ionisationselektronen beobachtet man bei der Projektilgeschwindigkeit v_P die scharfe Struktur der Cusp-Elektronen, bei doppelter Projektilgeschwindigkeit den Binary-encounter Peak (BEP), der die Geschwindigkeitsverteilung der Targetelektronen widerspiegelt (vgl. Abschn.2). Die Ermittlung absoluter Cusp-Elektronenausbeuten pro Projektil erfordert eine umfangreiche Auswertemethode, sowie die Kenntnis der Winkelverteilung dieser Elektronen, die die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen transversal zur Projektilrichtung repräsentiert.

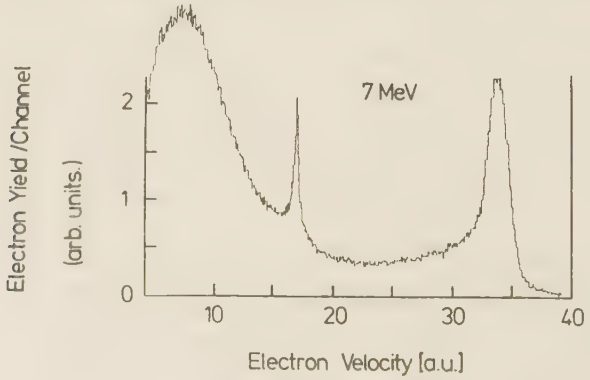


Abb.8.1.1 *Geschwindigkeitsverteilung von Elektronen in Vorwärtsrichtung beim Beschuß von einer 2.5 µg/cm² Kohlenstoffolie mit 7 MeV Protonen*

8.1.1 Winkelverteilungen der Konvoielektronenausbeuten

Durch das Ausblenden eines experimentellen Raumwinkels $\Delta\Omega_e$ werden nur solche Elektronen nachgewiesen, die in diesen Raumwinkel emittiert werden. Da Cusp-Elektronen aber im allgemeinen in einen größeren Raumwinkel $\Delta\Omega_c$ emittiert werden, ist es notwendig deren Winkelverteilung zu analysieren, mit dem Ziel, aus der Ermittlung der Anzahl Y_R jener Cusp-Elektronen, die in $\Delta\Omega_e$ um die Projektilachse gestreut werden, die Anzahl Y der Elektronen zu bestimmen, die in $\Delta\Omega_c$ emittiert werden (vgl. Abb.8.1.2).

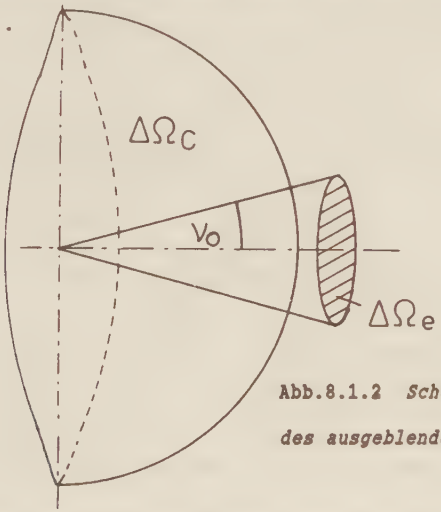


Abb.8.1.2 ***Schematische Darstellung des ausgeblendeten Raumwinkels***

Daher wurde bei allen Experimenten großer Wert auf die Messung der Winkelverteilungen der Cusp-Elektronen im Bereich $0° \leq |\theta| \leq 3°$ gelegt. An die gemessenen Winkelverteilungen wurde eine Funktion

(Gl.8.1.1) $$Y=Y(0)*\exp(-\beta|\theta|)$$

angepaßt. Zunächst wurden die Elektronengeschwindigkeitsspektren mit der Transmission des Spektrometers korrigiert (vgl. Abschn.3.6.2) und eine Untergrundfunktion subtrahiert, die die Ionisationselektronen berück-

sichtigt. Dazu wurde eine Funktion 3. Grades an das Spektrum bei großen Relativgeschwindigkeiten Im Vergleich zur Projektilgeschwindigkeit angepaßt. In vielen Fällen konnte diese Funktion durch eine einfache Gerade ersetzt werden. Danach wurde das Integral des Cusppeaks mit den Integrationsgrenzen v_1, $v_2 = v_p*(1\pm0.05)$ gewählt. Diese Schritte sind in Abbildung 8.1.3 a-c dargestellt. Ein einfacher Test, ob die subtrahierte Untergrundfunktion einem realen, isotrop emittierten Ionisationsbeitrag entspricht, ist deren konstanter Anteil in der Winkelverteilung der Elektronenspektren, was in allen untersuchten Projektil-Target-Kombinationen bestätigt werden konnte.

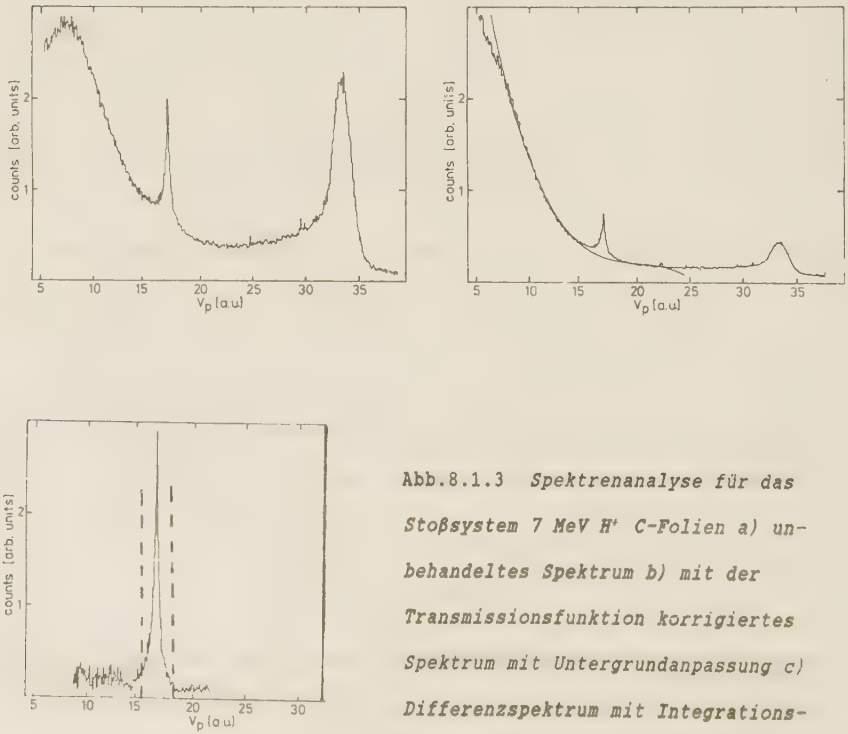


Abb.8.1.3 *Spektrenanalyse für das Stoßsystem 7 MeV H^+ C-Folien a) unbehandeltes Spektrum b) mit der Transmissionsfunktion korrigiertes Spektrum mit Untergrundanpassung c) Differenzspektrum mit Integrationsgrenzen*

Der Faktor R, mit dem der Cuspinhalt Y_R der in den Raumwinkel $\Delta\Omega_c(\theta_\emptyset)$ um $\emptyset=\emptyset^\circ$ emittierten Elektronen multipliziert werden muß, um die Anzahl der in den gesamten Raumwinkel $\Delta\Omega_c$ emittierten Cusp-Elektronen zu ermitteln, ergibt sich aus dem Verhältnis der Volumen V, wenn man die Funktion 8.1.1 um die y-Achse rotiert und dabei jeweils von $\emptyset^\circ$-$\theta_\emptyset$ bzw. von $\emptyset^\circ$-∞ integriert (vgl. Abb.8.1.4):

$$\text{(Gl.8.1.2)} \qquad V=\pi\int_{y(\theta)}^{y(\emptyset^\circ)}\theta^2dy+\pi\theta^2Y(\theta) \qquad \text{mit } \theta^2=[-\beta^{-1}*\ln(y/y_\emptyset)]^2$$

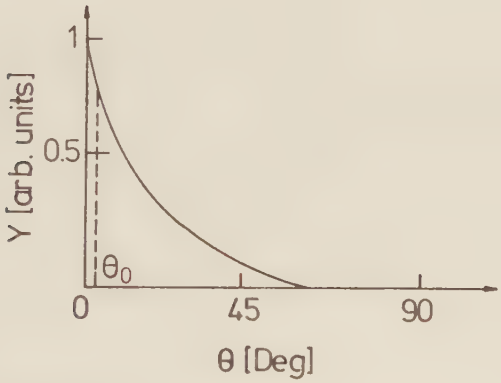


Abb.8.1.4 *Schematische Darstellung zur Integration der Winkelverteilung*

Experimentell ermittelte Winkelverteilungen sind in Abb. 8.1.5 für verschiedene Stoßsysteme gemeinsam mit den angepaßten Funktionen zusammengestellt.

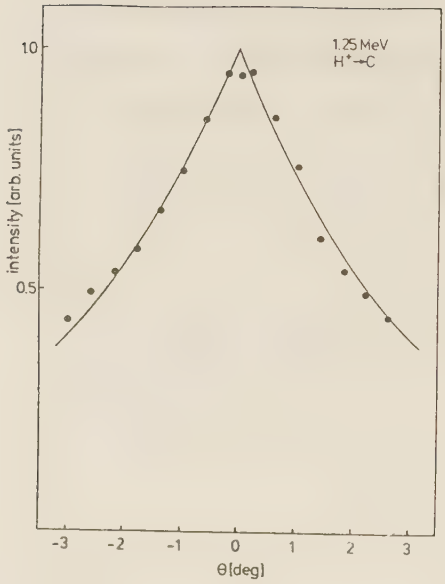


Abb.8.1.5 a

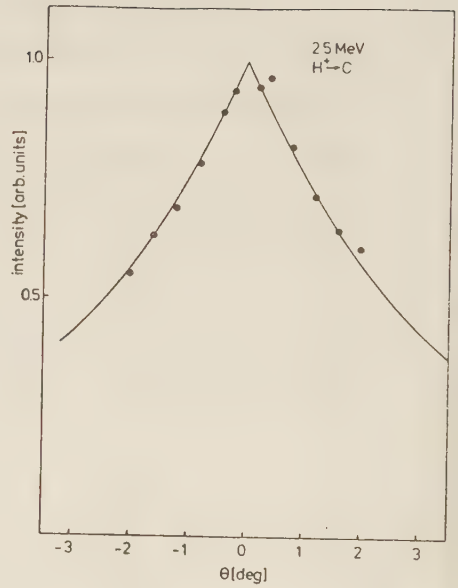


Abb.8.1.5 b

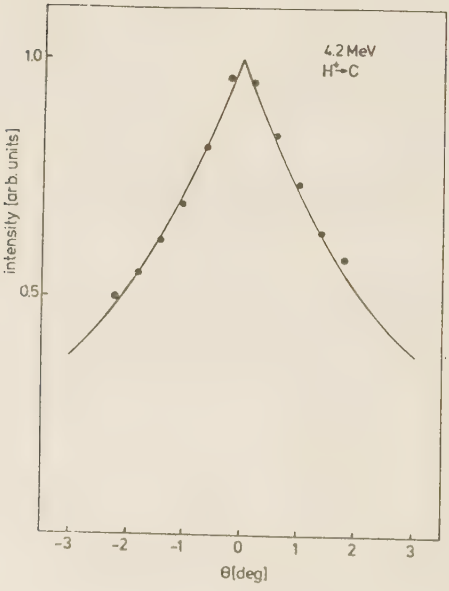


Abb.8.1.5 c

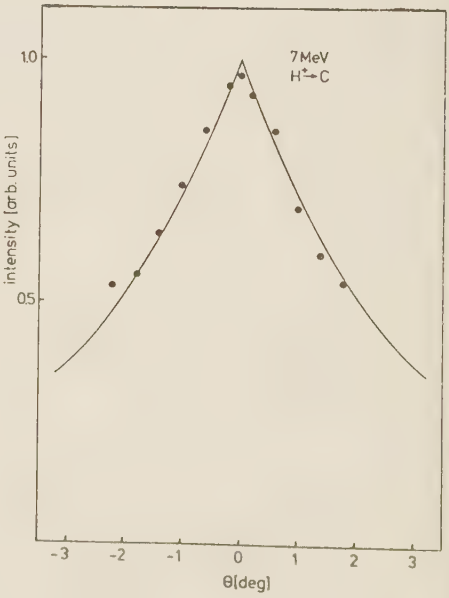


Abb.8.1.5 d

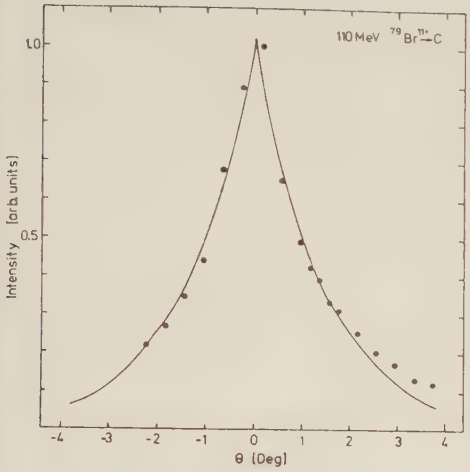


Abb.8.1.5 e

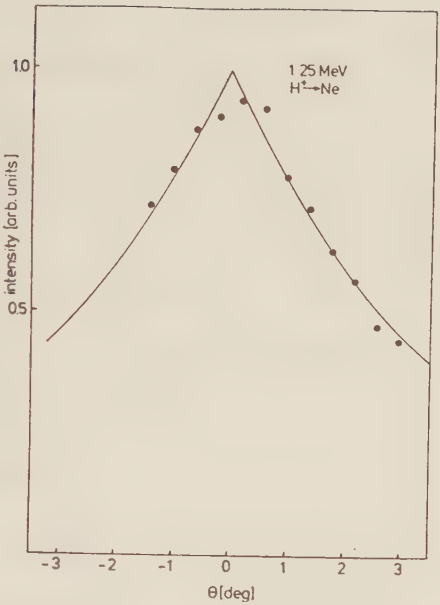


Abb.8.1.5 f

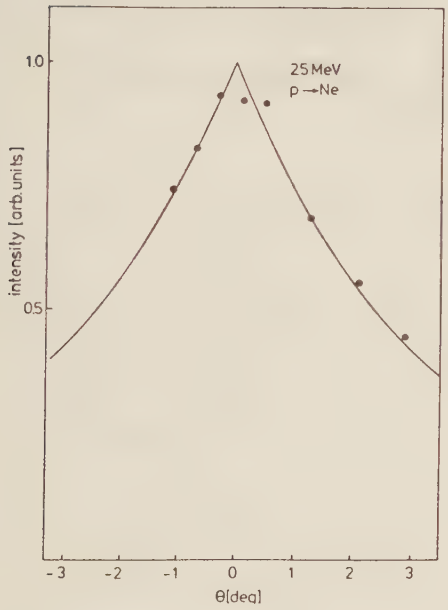


Abb.8.1.5 g

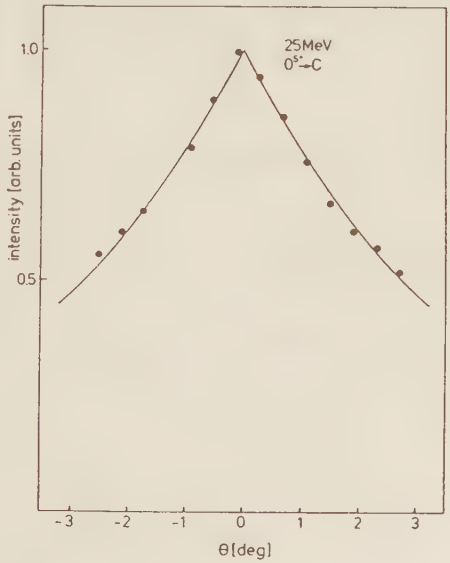
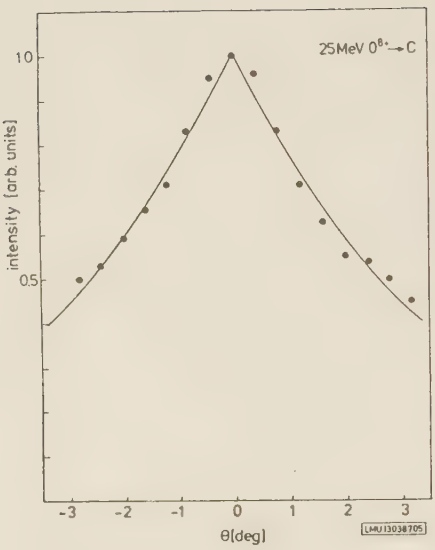


Abb.8.1.5 h



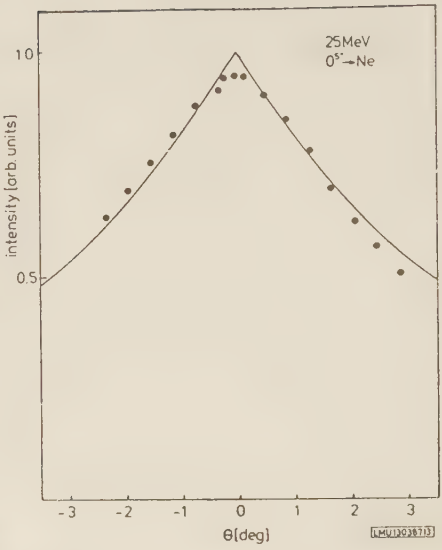


Abb.8.1.5 i **Abb.8.1.5 j**

Abb.8.1.5 *Winkelverteilungen von Cusp-Elektronen a) 1.25 MeV b) 2.5 MeV c) 4.2 MeV d) 7 MeV H^+ C-Folie; e) 110 MeV Br^{11+} C-Folie; f) 1.25 MeV g) 2.5 MeV H^+ Ne-Gas; h) 25 MeV O^{5+} i) 25 MeV O^{6+} C-Folie; j) 25 MeV O^{5+} Ne-Gas*

8.1.2 Bestimmung absoluter Elektronenausbeuten

Aus der Anzahl Y_R der in den experimentellen Raumwinkel $\Delta\Omega_e$ um 0° gestreuten Elektronen ergibt sich mit dem aus der Winkelverteilung der Cusp-Elektronen bestimmten Faktor R die Anzahl $Y=R*Y_R$ der Cusp-Elektronen pro Projektil.

(Gl.8.1.3) $$Y_R=\sum_j N_j(v_{ej})*\Delta v_{ej}/v_{ej}*\langle q\rangle*1.602*10^{-10}/(Q*\Delta p/p(S))$$

Hierbei sind $N_j(v_j)$ die Zählrate im Kanal j

v_{ej} die dem Kanal j entsprechende Geschwindigkeit

der Elektronen

Δv_{ej} das der Kanalfortschaltung im Kanal j entsprechende Geschwindigkeitsintervall

$\langle q \rangle$ die mittlere Ladung der Projektile

Q die im Faraday-cup gesammelte Ladung pro Kanal in nCb/Kanal

$\Delta p/p(S)$ Impulsauflösung des Spektrometers.

Absolute Wirkungsquerschnitte können bei Gastargetmessungen aus der Anzahl der Cusp-Elektronen pro Projektil berechnet werden:

(Gl.8.1.4) $$d\sigma/d\Omega|_{\Delta\sigma(e_0)} = Y/(x*\Delta\Omega_e)$$

x ergibt sich hierbei aus Gl.3.8.1 bei Zimmertemperatur (T=293° K) zu $x=3.3*10^{13}p\Delta x$ [Atome/cm³], wobei p der Gasdruck in der Zelle in mTorr, Δx die Länge der Gasstrecke in cm ist. Mit Gl.7.1.3 ergibt sich damit:

(Gl.8.1.5) $$d\sigma/d\Omega|_{\Delta\sigma(e_\Phi)} = \sum_j N_j(v_{ej})*\Delta v_{ej}/v_{ej}*q*1.602*10^{-19}/(Q*\Delta p/p(S)*3.3*10^{13}*p*\Delta x*\Omega_e)$$

wobei q der Ladungszustand der Projektile bedeutet, der bei dünnen Gasen dem Eingangsladungszustand gleichgesetzt werden kann. Die Ermittlung des Faktors R erfolgt mit der im vorigen Abschnitt diskutierten Weise und ist in der folgenden Tabelle zusammen mit dem Fitparameter β der Gl. 8.1.1 aufgelistet. Der Faktor R bezieht sich auf einen Spektrometerakzeptanzwinkel Θ_e=0.7° und ändert sich mit diesem.

Tabelle 8.1.1 *Parameter zur Bestimmung der absoluten Cusp-Elektronenausbeuten*

E [MeV]	Projektil	Target	β	Θ_e [deg]	R
1.25	H^+	C	0.3000	.7	49.5
2.5	H^+	C	0.2791	.7	56.4
4.2	H^+	C	0.3252	.7	42.6
7.0	H^+	C	0.3316	.7	41.1
1.25	H^+	Ne	0.2589	.7	65.1
2.5	H^+	Ne	0.2841	.7	54.8
25 0	O^{5+}	Ne	0.2049	.7	101.3
25.0	O^{5+}	C	0.2522	.7	68.4
25.0	O^{5+}	C	0.2700	.7	60.3
40.0	O^{8+}	C	0.5040	.7	56.2
110.0	Br^{11+}	C	0.6920	.1	440.0
110.0	Br^{11+}	Ne	0.6018	.1	574.0

8.1.3 Halbwertsbreiten von Konvoielektronenverteilungen als Funktion der Projektilgeschwindigkeit

ECC- und **ELC**-Theorien (vgl.Abschn.6.2.2, Abschn.6.2.3) liefern einen linearen Zusammenhang zwischen der Halbwertsbreite Γ der Geschwindigkeitsverteilungen der Kontinuumselektronen, der Projektilgeschwindigkeit v_P und dem halben Spektrometerakzeptanzwinkel Θ_e : $\Gamma=3/2*v_P\Theta_e$ (Gl.6.11). Dettmann /DET74/ (vgl. Abschn.6.2.2.1) entwickelte sein Einzelstoß-Modell für Konvoielektronen aus Festkörpern aufgrund der Überlegung, daß die mittlere freie Weglänge für Konvoielektronen λ_c derjenigen freier

Elektronen λ_f entspricht, die so gering ist, daß Konvoielektronen nur aus den letzten Atomlagen des Festkörpers emittiert werden könnten. Daher sollten sich auch die Halbwertsbreiten der Cusp-Elektronenverteilungen linear mit der Projektilgeschwindigkeit ändern. Wie in Abschnitt 7.1.3 diskutiert, ist die mittlere freie Weglänge der Konvoielektronen jedoch um eine Größenordnung größer als die freier Elektronen. Abbildung 8.1.6 zeigt die Abhängigkeit der Halbwertsbreiten Γ der longitudinalen Konvoielektronenverteilungen von Protonen als Funktion der Projektilgeschwindigkeit.

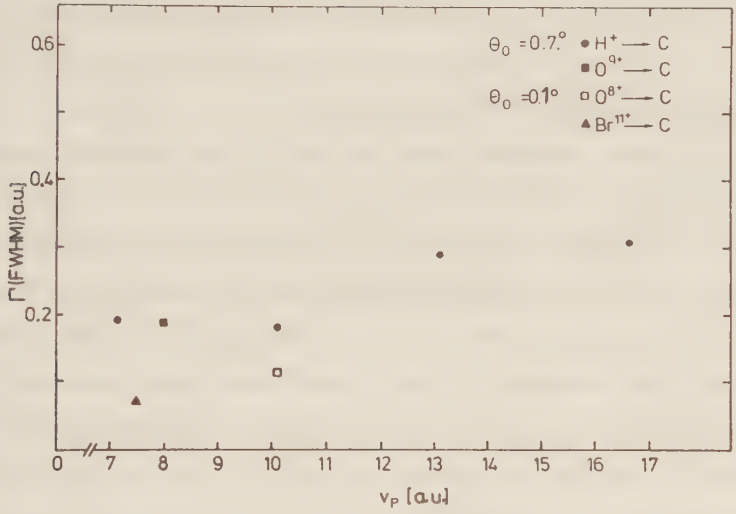


Abb.8.1.6 ***Halbwertsbreite Γ der Cusp-Elektronenverteilung beim Beschuß dünner Kohlenstoffolien (x≈3 µg/cm²) mit Protonen, Sauerstoff- und Brom-Projektilionen als Funktion der Projektilgeschwindigkeit v_P.***

Die Halbwertsbreite zeigt im Geschwindigkeitsbereich $7 < v_P < 14$ a.u. einen zunächst annähernd konstanten Wert ($\Gamma \approx 0.23$ a.u.) und steigt dann zu hohen Projektilgeschwindigkeiten (v_P=16.7 a.u.) auf einen Wert $\Gamma \approx 0.3$

a.u. an. Das konstante Verhalten der Halbwertsbreite mit der Projektilgeschwindigkeit ist in Übereinstimmung mit Beobachtungen von Laubert et.al. /LAU78//LAU80/, der in dem Geschwindigkeitsbereich $10 < v_P < 13$ a.u. eine konstante, von Targetmaterial und Projektilkernladung nahezu unabhängige Halbwertsbreite $\Gamma \approx 0.25$ a.u. beobachtet. Diese Beobachtungen zeigen, daß Einzelstoßtheorien /DET74/ im Fall der Folientargets im allgemeinen nicht angewendet werden dürfen, deren Halbwertsbreiten linear mit der Projektilgeschwindigkeit ansteigen sollen. Die Beobachtung, daß die Halbwertsbreiten der Cuspverteilungen bei Protonenbeschuß, die sich aus unseren Experimenten ergeben, nahezu mit denen von Laubert ermittelten übereinstimmt ist zusätzlich unter dem Aspekt zu betrachten, daß die eingestellte Spektrometer-Winkelauflösung unseres Analysators $\Theta_0 \approx 0.7°$, die von Laubert verwendete dagegen $\Theta_0 \approx 1.3°$ betrug. Offensichtlich sind die Cuspbreiten nicht sehr empfindlich auf den Raumwinkel Ω den man um das Emissionszentrum ausblendet. Die Elektronen haben offenbar durch Energie- und Winkelstreuung eine breitere Geschwindigkeits- und Winkelverteilung angenommen, wenn sie aus der Folie ausdringen. Dieses Verhalten nimmt mit zunehmender Projektilgeschwindigkeit ab. Für schwere Projektilionen, wie z.B. Brom, unterscheidet sich die Halbwertsbreite Γ im Geschwindigkeitsspektrum der Konvoielektronen deutlich von den leichten Projektilionen. Dies spiegelt sich auch in der Winkelverteilung wider (vgl.Abschn.8.1.1). Sowohl im Emissionswinkel, als auch im Geschwindigkeitsspektrum sind die aus der Folie emittierten Konvoielektronen wesentlich schärfer verteilt als leichte Ionen der gleichen Geschwindigkeit. Die Winkelverteilung für schnellere Sauerstoff-Projektilionen ($v_P \approx 10$ a.u.) hat eine schärfere Struktur als diejenige langsamer ($v_P \approx 8$ a.u.) Sauerstoff-Projektilionen. Die Halbwertsbreite Γ der longitudinalen und Γ_t der transversalen Geschwindigkeitsverteilung ist offensichtlich eine Funktion der Projektilsorte und der Geschwindigkeit

der Ionen. An dieser Stelle ist eine Anmerkung für die Verwendung von Schlitz- bzw. Kreisblende und deren Auswirkung auf das Verhalten der damit gemessenen Elektronenspektren zu machen: Je schärfer die Winkelverteilung der Cusp-Elektronen ist, umso mehr treten die Eigenschaften der verwendeten Blendensorte zutage. Im Fall von 40 MeV O^{8+} konnte der Unterschied simuliert werden, indem eine Kreisblende ($\Theta_* \approx 0.4°$) in der Höhe bis ca. 2mm verschoben wurde und die schrittweise erzielten Elektronenspektren für jede Verschiebung aufsummiert und anschließend mit dem 0°-Spektrum, normiert auf das Peakmaximum, verglichen wurden. Hierbei zeigt sich. daß die Halbwertsbreite bei Verwendung einer Schlitzblende die der Kreisblende um ca. 20% übersteigen würde.

Daß die Halbwertsbreite Γ für leichte Ionen (H^+) zumindest in bestimmten Geschwindigkeitsbereichen offenbar nicht empfindlich von der Winkelakzeptanz des Spektrometers abhängt, wurde bereits oben erwähnt. Mit den in einigen Experimenten installierten Blendenrädern (vgl.Abschn.3.6.4) wurde für 40 MeV O^{8+}-Projektilionen die Abhängigkeit der Halbwertsbreiten Γ von der Winkelakzeptanz Θ_* sowohl bei der Verwendung von Gas- als auch von Folientargets untersucht. Das Ergebnis dieses Versuchs ist in Abb.8.1.7 zusammengefaßt. Die beobachteten Halbwertsbreiten Γ sind deutlich geringer als die von Einzelstoßtheorien abgeleiteten (Gl.6.11) und zeigen mit zunehmender Spektrometer-Winkelakzeptanz einen schwächeren Anstieg als diese (Abb.8.1.7).

Aus den gemessenen Winkelverteilungen kann auf die transversale Geschwindigkeitskomponente der Konvoielektronen geschlossen werden. Die transversale Halbwertsbreite der untersuchten Projektilsorten und -geschwindigkeiten ist in Abb. 8.1.8 dargestellt.

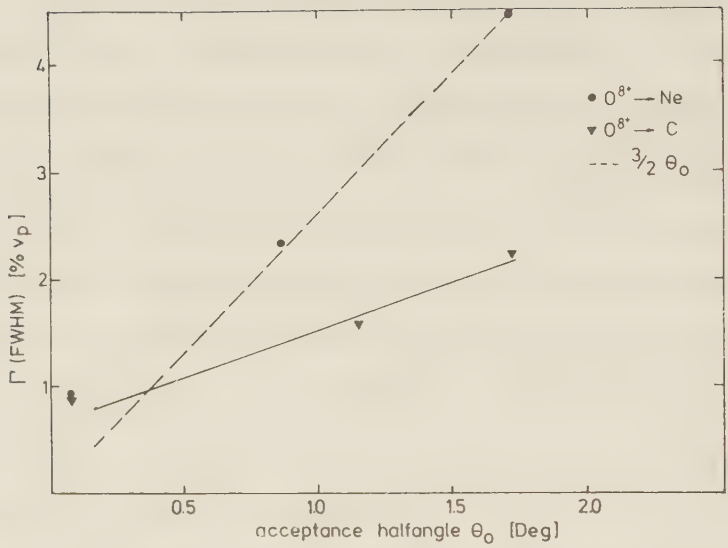


Abb.8.1.7 *Abhängigkeit der Halbwertsbreiten Γ der Konvoielektronenverteilung von der Spektrometer-Winkelakzeptanz θ₀ beim Beschuß einer 4µg/cm² dicken Kohlenstoffolie bzw. 40 mTorr Neon-Gas mit 40 MeV vollständig ionisierten Sauerstoff-Projektilionen. Die gestrichelte Linie zeigt das Verhalten, das sich aus Einzelstoßtheorien ergibt.*

Ein Verfahren die Geschwindigkeitsverteilung der Konvoielektronen im Projektilsystem darzustellen besteht darein, aus den gemessenen Geschwindigkeitsspektren der Elektronen und aus deren Winkelverteilung dreidimensionale Spektren zu erzeugen und die graphische Auswertung als Konturzeichnung in vorgegebenen Höhen von der Cuspspitze zu betrachten. Für 1.25 und 2.5 MeV H^+ und Verwendung dünner Kohlenstoffolien sind solche Darstellungen in Abb. 8.1.9 wiedergegeben.

Für 1.25, 4.2 und 7 MeV Einschußenergien ähneln sich die Darstellungen der Höhenlinienplots, wie auch bei allen anderen untersuchten Projektilionen. Eine Anomalie dagegen tritt bei der Einschußenergie 2.5 MeV auf.

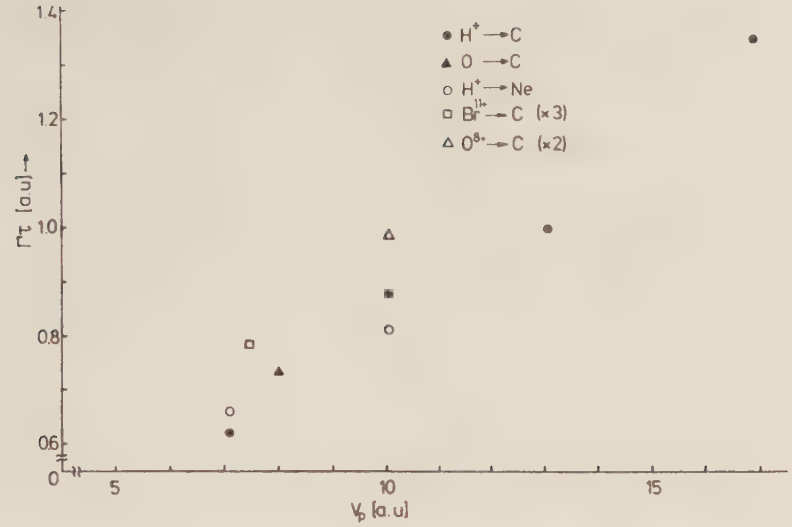


Abb.8.1.8 ***Transversale Halbwertsbreiten Γ_T der Konvoielektronenverteilungen für verschiedene Projektilionen in Abhängigkeit von der Projektilgeschwindigkeit.***

Zwei deutliche Elektronen-"Ridges" sind senkrecht und parallel zur Strahlachse zu beobachten. Solche Strukturen wurden bereits von Vager et.al. /VAG82/ beobachtet im Falle von Helium-Projektilionen. Sie interpretierten den transversalen Beitrag als im Spektrometer feldionisierte Rydbergelektronen. Vager et.al. bestimmten die Winkelverteilung der Elektronenspektren nicht durch Drehen des Spektrometers um die Strahlachse, sondern durch Anlegen einer Ablenkspannung an zwei Parallelplatten hinter dem Kohlenstofftarget. Der Beitrag der Rydbergelektronen zum Cuspspektrum wurde als signifikant angesehen. Die Kontroverse, die daraufhin entstand /LUC83//NEM83//BRE83//VAG83/ endete in der Auffassung, daß der Baeitrag von Rydbergelektronen im Cusp-Elektronenspektrum wenige Prozent beträgt und zu vernachlässigen sei. Daher soll hier die Eigen-

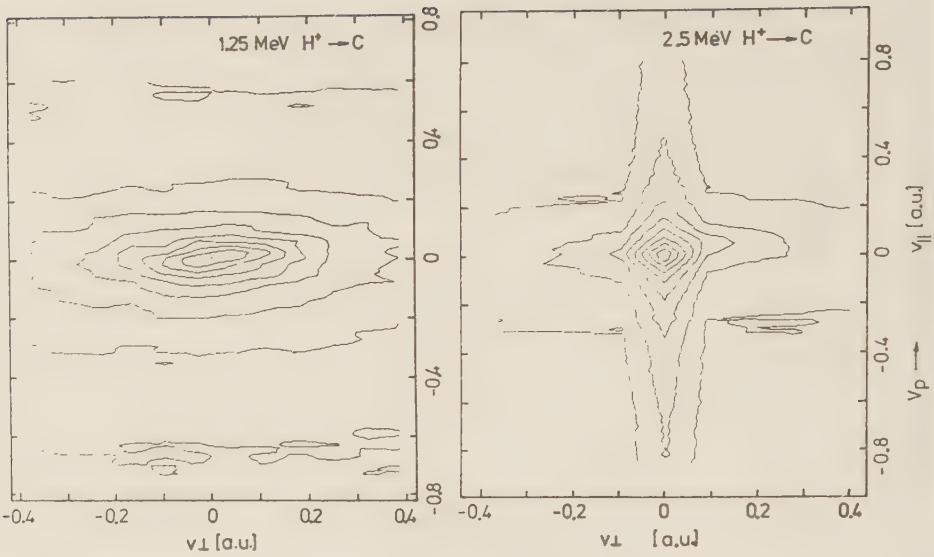


Abb.8.1.9 a

Abb.8.1.9 b

Abb.8.1.9 *Höhenlinien der Konvoielektronen-Geschwindigkeitsverteilungen für 1.25 (a) und 2.5 MeV Protonen (b) nach Durchgang durch dünne Kohlenstoffolien ($\varrho x \approx 4$ µg/cm²). Der Abstand der Höhenlinien beträgt jeweils 10% von der Cuspspitze.*

schaft des von uns verwendeten Spektrometers auf den Nachweis von möglichen feldionisierten Rydbergelektronen erläutert werden.

8.1.4 Einfluß des Spektrometers auf beobachtete Rydbergelektronen

Im jeweils verwendeten Spektrometer zum Nachweis unter 0-Grad emittierter Elektronen führt das elektrische Ablenkfeld des Analysators zu der Ionisation von Rydberg-Elektronen ab einer bestimmten Schale des Projektils. Diese ionisierten Elektronen besitzen, ebenso wie Kontinuumselektronen, die ja als Anregung von Rydbergelektronen über die Ionisations-

schwelle hinaus angesehen werden können, die Geschwindigkeit v_P des Projektils. Im magnetischen Spektrometer gibt es nun mehrere Bedingungen, die erfüllt sein müssen, damit der Hauptteil aller Rydbergelektronen nachgewiesen werden kann. Da der Wirkungsquerschnitt für die Anregung eines Elektrons in die n-te Schale σ_n proportional zu n^{-3} ist, werden die meisten Elektronen ionisiert, wenn das elektrische Feld des Spektrometers am größten ist. Jetzt hängt es zusätzlich davon ab, an welchem Ort die Rydbergelektronen im Spektrometer entstehen; dies definiert eine bestimmte Trajektorie, die diese Elektronen im Spektrometer einnehmen. Je größer nun die Winkelakzeptanz des Spektrometers ist, desto unempfindlicher ist der Nachweis auf den genauen Entstehungsort dieser Elektronen. Daher hängt diese Trajektorie, die zum Nachweis der Elektronen führt, empfindlich vom Winkel des Spektrometers zur Strahlachse ab, so daß unter bestimmten Winkeln θ nur ganz bestimmte Entstehungsorte vom Detektor "gesehen" werden. Sollte daher ein signifikanter Beitrag von Rydbergelektronen zum Cuspspektrum vorhanden sein, muß sich dies in einer Asymmetrie der gemessenen Winkelverteilungen der Elektronenspektren auswirken. Insbesondere ist das im Abschnitt 8.1.3 beschriebene Elektronen-"Ridge" wegen seiner gemessenen Symmetrie zur Strahlachse daher keineswegs auf Rydbergbeiträge zurückzuführen, wie dies von Vager et.al. /VAG82/ vermutet wurde. Die Frage nach der Ursache des beobachteten "Ridges" in der Winkelverteilung der Elektronenspektren bleibt daher zunächst noch offen und wird in weiteren Arbeiten näher untersucht. Daß ein ähnliches "Ridge" nicht bei Verwendung von Gastargets beobachtet wurde, läßt auf festkörperspezifische Eigenschaften schließen.

8.1.5 Geschwindigkeits- und Projektilkernladungsabhängigkeit der Konvoielektronenausbeuten

Theorien beschreiben den Energieverlust in Gas-Targets unter Einzelstoßbedingungen sehr gut. Die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen ist lang genug, daß angeregte Zustände zerfallen, bevor ein zweiter Stoß stattfindet. Der elektronische Zustand des Projektils vor dem Stoß ist dann bekannt und kann durch die Ladungsverteilung im Grundzustand beschrieben werden. In Festkörpern ist der elektronische Zustand vor dem Stoß völlig verschieden, verglichen mit dem Gastarget, da hier angeregte Zustände zwischen zwei Stößen keine Zeit haben um zu zerfallen. Die Voraussage, daß daher der Energieverlust im Festkörper sich von dem im Gastarget unterscheiden müsse /BRO72/, hat sich nicht bestätigt /YAR78//BRA82/. Aus bisher unerklärten Gründen unterscheidet sich der Energieverlust in Gasen und Festkörpern sogar bei sehr schweren Projektilionen mit vielen Elektronen und elektronischen Zuständen in Folien nicht sehr. Die mittlere Ladung Z_{eff} der Projektile innerhalb des Festkörpers mit der Vorstellung, daß Elektronen im Festkörper das Projektil abschirmen, sollte wegen der Proportionalität des Energieverlustes mit dem Quadrat der mittleren Ladung daher die gleiche sein, die sich beim Durchdringen von Gasen ergibt. Da jedoch die gemessene mittlere Ladung $\bar{q}_S$ der Projektile hinter dem Festkörper höher ist als die mittlere Ladung $\bar{q}_G$ hinter Gasen, bleibt die Frage offen, wie die abschirmenden Elektronen hinter dem Festkörper zerfallen. Betz /BET70/ vermutete, daß die abschirmenden Elektronen infolge von Augerprozessen zerfallen; genauso ist es allerdings möglich, daß sie als Konvoielektronen den Festkörper verlassen. Dann müßten allerdings bei hoher Projektilkernladung und hohen Projektilgeschwindigkeiten, also in Fällen bei denen sich die mittleren Ladungen hinter Gasen und Festkörpern um mehrere Ladungsein-

heiten unterscheiden (typisch $Z_P > 20$, $v_P \gg v_0$), mehrere Konvoielektronen pro Projektil zu beobachten sein. Die Anzahl der pro Projektil emittierten Konvoielektronen wurde mit der in Abschn.8.1.1 und 8.1.2 beschriebenen Methode ermittelt und ist für verschiedene Projektilionen und Geschwindigkeiten in Abbildung Abb.8.1.10 dargestellt

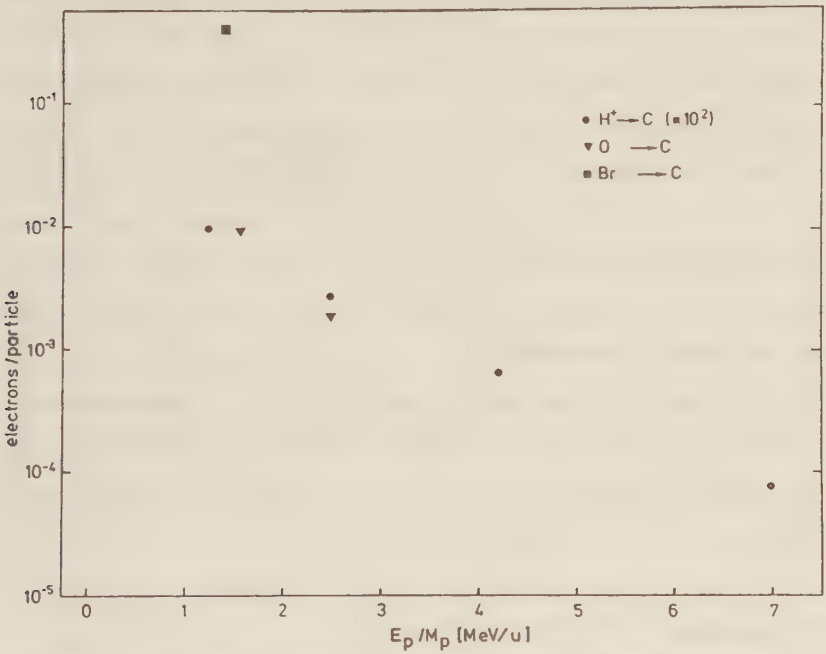


Abb.8.1.10 *Anzahl der Konvoielektronen pro Projektil für verschiedene Projektilionen und Geschwindigkeiten.*

Im Fall der Brom-Projektilionen beträgt die mittlere Gleichgewichts-Ladung hinter Gasen $q_G \approx 17$, hinter Folien $q_S \approx 23$, es werden jedoch nur $Y \approx 5 * 10^{-1}$ Konvoielektronen pro Projektil beobachtet, die daher nicht für die Abschirmung des Projektils innerhalb der Folie verantwortlich gemacht werden können, da hierzu ≈6 Ladungen nötig sind. Die Fehler bei der Ermittlung der Elektronenausbeuten sind im wesentlichen bedingt

durch Ungenauigkeiten bei der Raumwinkelbestimmung, bei der Ermittlung der Spektrometer-Impulsauflösung und dem nicht genau bekannten Untergrundbeitrag des Konvoielektronenpeaks. Die dadurch entstehende Unsicherheit in der Ermittlung der Elektronenausbeute wird zu $\Delta Y/Y \approx \pm 0.5$ abgeschätzt. Die Abhängigkeit der Konvoielektronenausbeuten von der Projektilgeschwindigkeit wurde im Fall der Protonen in einem Bereich $7 < v_P < 17$ a.u. untersucht. Abb.8.1.11 zeigt gemessene Spektren für verschiedene untersuchte Projektilenergien. Die Intensität des Konvoielektronenpeaks nimmt über den untersuchten Geschwindigkeitsbereich um mehrere Größenordnungen ab (siehe Abb.8.1.12) und nähert sich einer $\approx (v_P)^{-11}$ Abhängigkeit für die größte von uns untersuchte Projektilgeschwindigkeit, wobei nicht ausgeschlossen werden kann, daß die Projektilgeschwindigkeitsabhängigkeit der Ausbeuten noch stärker wird, dehnt man die Untersuchungen zu noch höheren Geschwindigkeiten aus. Gleichzeitig beobachtet man, daß der Binary-Encounter-Peak, der die Impulsverteilung der Targetelektronen reflektiert (vgl.Abschn.2) mit zunehmender Projektilgeschwindigkeit immer schärfer wird, eine Tatsache, die man für Spektrometer-Normierungszwecke ausnutzen kann (vgl.Abschn.8.3.1).

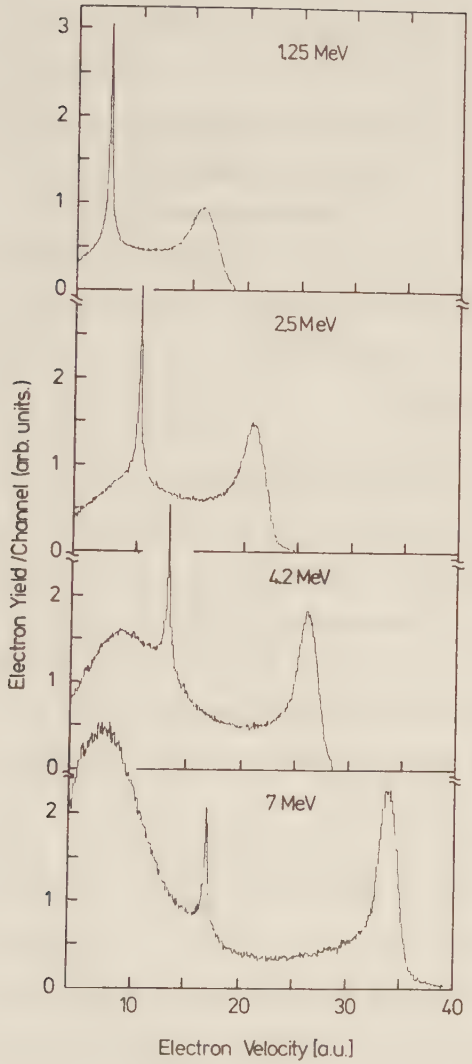


Abb.8.1.11 *Geschwindigkeitsspektren unter 0 Grad emittierter Elektronen beim Durchgang von 1.25, 2.5, 4.2 und 7 MeV Protonen durch dünne Kohlenstoffolien ($\bar{x}$≈4µg/cm²).*

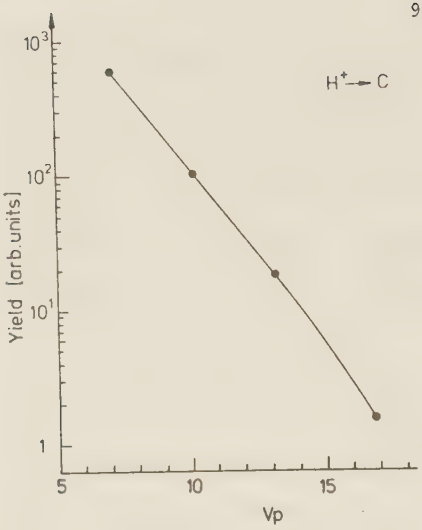


Abb.8.1.12 *Abhängigkeit der Konvoielektronenausbeute von der Projektilgeschwindigkeit beim Durchgang von Protonen durch Kohlenstoffolien.*

8.2 Cusp-Elektronen bei Gastargets

8.2.1 Halbwertsbreiten der Cusp-Elektronenverteilungen

Gemessene Targetdruckabhängigkeiten der Cusp-Elektronenausbeuten zeigen in allen untersuchten Stoßsystemen lineare Beziehungen, bei hohen Targetdrucken (p >60mTorr) stellt sich bei einigen Projektil-Target-Kombinationen (z.B. $Br \rightarrow CH_4$) ein Abweichen von der Linearität mit dem Trend zur Sättigung ein. Daher wurde bei allen durchgeführten Experimenten im Bereich der Linearität gearbeitet. Als Projektile dienten 1.25 bis 4.2 MeV H^+, 25 bis 40 MeV $O^{4+\text{ bis }8+}$ und 110-125 MeV $Br^{11+\text{ bis }23+}$. Als Targetgase fanden Neon, Argon und Methan Verwendung. Es wurden zwei verschiedene Arten von Gastargets verwendet (vgl.Abschn.3.7.2). Die Abbildungseigenschaften des Spektrometers unterscheiden sich für beide Gastargets. Die vom Ionenstrahl in der Wechselwirkung mit den Gasatomen "gesehene" Strecke beträgt im Fall der Gaszelle $l_1 \approx 25$ mm, im Fall der Gasdüse jedoch nur $l_2 \approx 1$mm, was sich auf die Transmissionseigenschaften des Spektrometers unterschiedlich auswirkt. Die Gasdüse stellt für das

Spektrometer eine nahezu punktförmige Elektronen-Emissionsquelle dar, im Geschwindigkeitsspektrum werden die Elektronen daher, wie in Abschn.3.6.1 und 3.6.2 beschrieben, ideal abgebildet. Die Sichtstrecke und damit die Emissionspunkte der Elektronen in der Gaszelle sind dagegen über mehrere Zentimeter verteilt und können daher unterschiedlich abgebildet werden. Insbesondere wirkt sich hier nun eine leichte transversale Verschiebung des Spektrometers für $v_e=v_P$-Elektronen auf folgende Weise aus: Elektronen die aus unterschiedlichen Tiefen der Gasstrecke im Detektor nachgewiesen werden, besitzen ein Peakmaximum bei verschiedenen Beobachtungswinkeln Θ relativ zur Strahlachse. Damit lassen sich im folgenden einige spektrale Eigenschaften verstehen.

Die aus Einzelstoßtheorien in 1.Bornscher Näherung /DET75/ hergeleiteten longitudinalen Halbwertsbreiten Γ der Cusp-Elektronenverteilungen für den Elektroneneinfang ins Projektilkontinuum (ECC) hängen für ein Projektil der Geschwindigkeit v_P nach Gl.6.2.12 linear von der jeweiligen Winkelauflösung Θ_θ des Spektrometers ab. Diese Theorien liefern symmetrische Cuspverteilungen (vgl.Abschn.6.2). In den von uns durchgeführten Experimenten kann man den ECC-Prozeß mit vollständig ionisierten Projektilionen (H^+ und O^{8+}) in der Wechselwirkung mit dünnen Targetgasen studieren. Abb.8.2.1 zeigt ein solches ECC-Spektrum, bei dem 40 MeV O^{8+}-Ionen mit Neon wechselwirken. Die Winkelakzeptanz des Spektrometers beträgt hier $\Theta_\theta \approx 1.2^\circ$. Wir bezeichnen die Halbwertsbreite von der Cuspspitze zur hochenergetischen Seite mit Γ_R und die entsprechende zur niederenergetischen Seite mit Γ_L. Es wird eine deutliche Rechts-Links Asymmetrie der Halbwertsbreiten ($\Gamma_R:\Gamma_L=1:4$) beobachtet. Ähnlich hohe Asymmetrien wurden auch von Breinig et.al. /BRE82/ für vollständig ionisierte Sauerstoff-Projektilionen nachgewiesen. Der dort beobachtete Asymmetriegrad beträgt $\Gamma_R:\Gamma_L \approx 1:4.5$ für $v_P=8.7$ a.u. und steigt zu $\Gamma_R:\Gamma_L \approx 10.5$ für $v_P=12.5$ a.u. in Neon Gastargets. Abbildung 8.2.2 zeigt die longitudina-

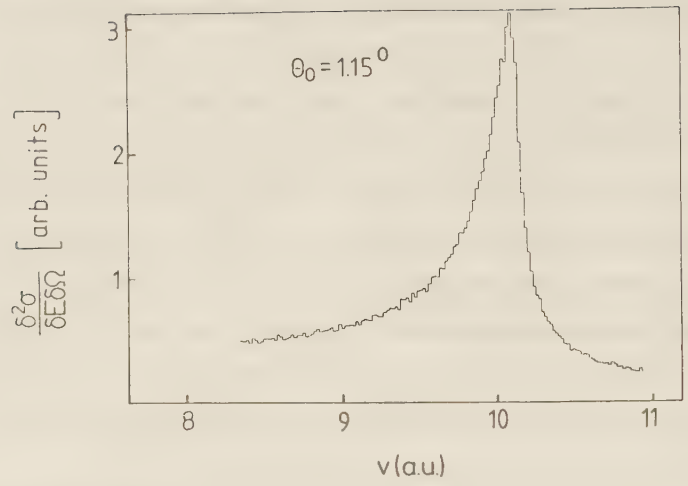


Abb.8.2.1 *Geschwindigkeitsspektrum unter 0° emittierter Elektronen beim Beschuß von Ne-Gas mit 40 MeV O^{8+}.*

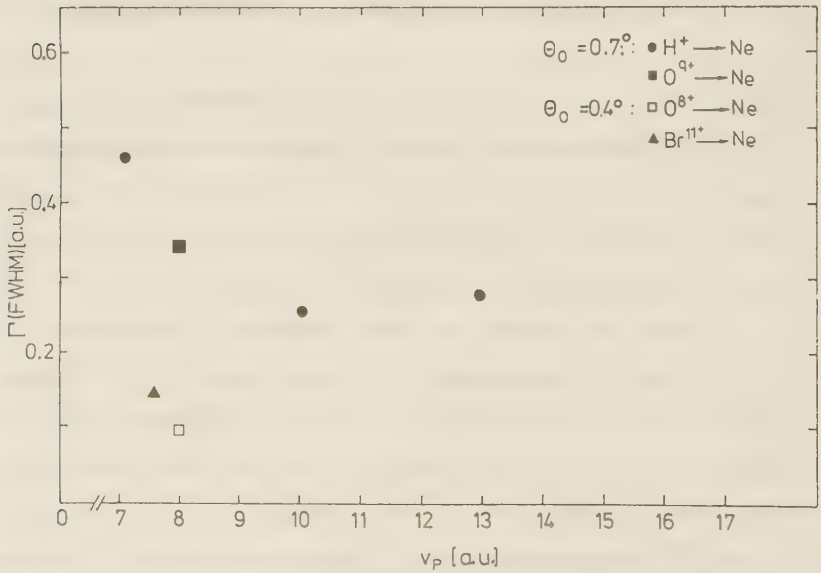


Abb.8.2.2 *Halbwertsbreite Γ der Cusp-Elektronenverteilung beim Beschuß von Neon-Gas mit Protonen, Sauerstoff- und Brom-Projektilionen als Funktion der Projektilgeschwindigkeit v_P.*

len Halbwertsbreiten Γ der Beobachteten Cusp-Elektronenverteilungen für alle untersuchten Projektil-Target-Kombinationen als Funktion der Projektilgeschwindigkeit v_P. Die sich aus Abb 8.1.5 ergebenden transversalen Halbwertsbreiten sind in Abb.8.2.3 als Funktion der Projektilgeschwindigkeit angegeben. Die longitudinalen Halbwertsbreite der Cusp-Elektronenverteilungen als Funktion der Spektrometerauflösung Θ_e sind bereits in Abb.8.1.7 für den Einschuß vollständig ionisierter Sauerstoff-Projektilionen, also für einen ECC-Prozeß dargestellt worden.

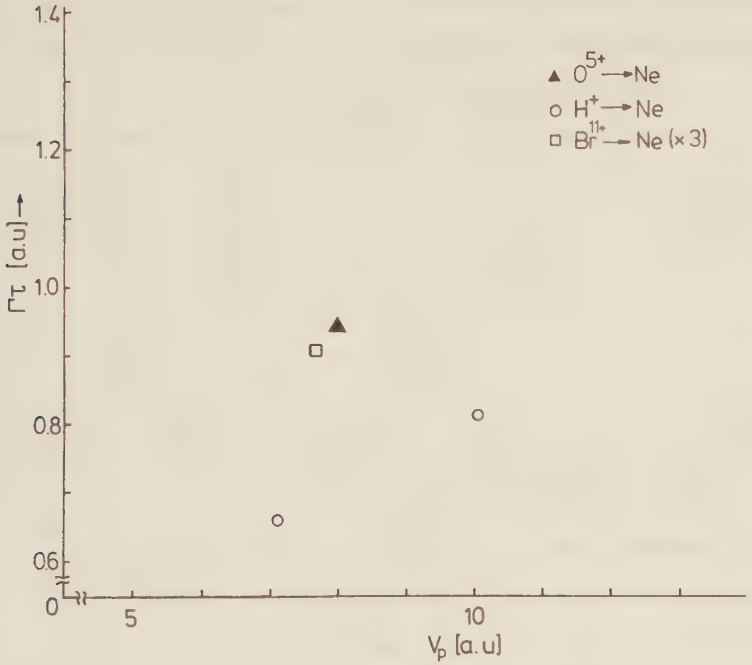


Abb.8.2.3 *Transversale Halbwertsbreite Γ_T der Cusp-Elektronenverteilungen in Abhängigkeit von der Projektilgeschwindigkeit.*

8.2.2 Doppelstruktur in Cusp-Elektronenspektren

Latz /LAZ84/ wies bei seinen Untersuchungen mit 1.7 MeV/u H_2^+ und D_2^+ in Methan-Targetgas bei der Messung der Winkelverteilungen von Cusp-Elektronenspektren auf eine energetische Verschiebung des Peakmaximums um ca 10 bis 15 eV hin und schloß daraus auf den Beitrag zweier energetisch Verschobener Beiträge zum Geschwindigkeitsspektrum der Elektronen hin. Durch Verwendung eines nur in einer Ebene fokussierenden magnetischen Spektrometers gelang ihm nicht die explizite Trennung der beiden Peaks. In Abb.8.2.4 sind Cusp-Elektronenspektren von 25 MeV O^{8+}-Projektilionen nach dem Durchgang durch Neon-Gastargets unter dem Beobachtungswinkel $\theta=0^{\circ}$ und $\theta\approx1.5^{\circ}$ dargestellt.

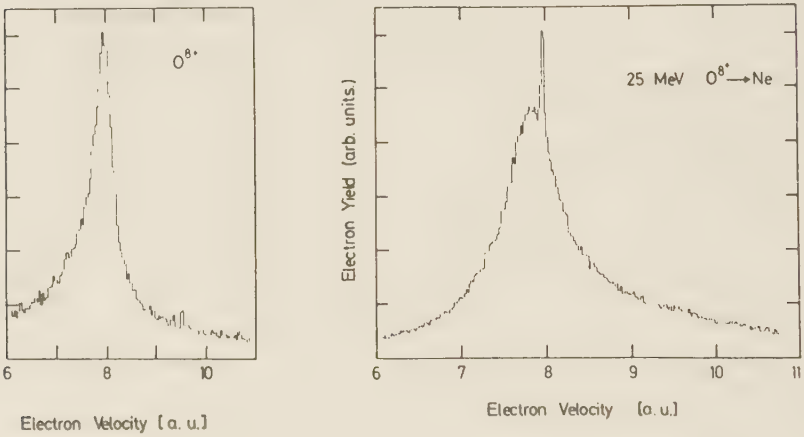


Abb.8.2.4 a

Abb.8.2.4 b

Abb.8.2.4 *Geschwindigkeitsspektren von Elektronen beim Durchgang von 25 MeV O^{8+}-Projektilionen durch Neon ($p\approx30$mTorr) bei einem Beobachtungswinkel $\theta=0^{\circ}$ (a) und $\theta\approx1.5^{\circ}$ (b).*

Man erkennt eine deutliche Aufspaltung des zunächst unter $\Theta=0^{\circ}$ einzelnen Peaks in zwei Beiträge mit im Spektrum energetisch verschobenen Maxima. Die unter $\Theta=0^{\circ}$ nicht aufgelösten Beiträge können unter anderem Beobachtungswinkel offensichtlich getrennt werden. Hierbei sei angemerkt, daß das beobachtete Verhalten von der Art des Targetgases (Ne ,Ar, CH_4) unabhängig ist, lediglich die Gesamtintensitäten der Cusp-Elektronenausbeuten variieren mit der Gastargetart. Verringert man den Targetgasdruck bei einem Beobachtungswinkel bei dem beide Strukturen getrennt werden können, so nehmen die Intensitäten beider Strukturen ab, die Summe der Intensitäten beider Peakanteile ist proportional zum Targetdruck, das Verhältnis der Intensitäten beider Peaks verhält sich jedoch so, daß mit abnehmendem Targetdruck das Verhältnis von scharfer Struktur zu breitem Peakanteil größer wird (vgl. **Abb.8.2.4(b) und 8.2.5**).

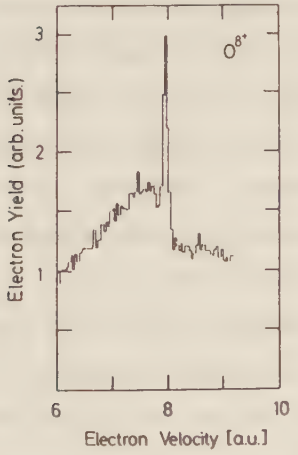


Abb.8.2.5 ***Geschwindigkeitsspektrum von Elektronen beim Durchgang von 25 MeV O^{8+}-Projektilionen durch Neon (p< 1 mTorr)***

Diese Doppelstruktur beobachten wir für alle untersuchten Projektilionen, unabhängig von deren Ladung und dem verwendeten Targetgas. Lediglich bei Protonenbeschuß zeigt sich kein Ansatz zu einer Aufspaltung des Spektrums in zwei Anteile. In Festkörpertargets konnte eine Doppelstruktur ebenfalls nicht nachgewiesen werden. Das Verhältnis von scharfer zu

breiter Struktur variiert nicht nur bei einer Projektilsorte mit dem Targetgasdruck, sondern auch mit der Projektilsorte und dessen Ladungszustand. Offensichtlich erscheinen beide Anteile sowohl bei überwiegenden ELC-Prozessen (25-40 MeV $O^{4+ \text{ bis } 5+}$, 110-125 MeV $Br^{11+ \text{ bis } 12+}$), als auch bei reinen ECC-Prozessen (25-40 MeV O^{8+}). Die auch von Latz /LAZ84/ beobachtete energetische Verschiebung der Peakmaxima, die durch die Transmissionseigenschaften des verwendeten Spektrometers noch verstärkt werden können (vgl.Abschn.3.6.2) weist auf Energieverlust der Cusp-Elektronen hin, der nicht in eine Verbreiterung der niederenergetischen Cuspflanke resultiert, sondern einen getrennten Kanal speist. Die Ursache für dieses Verhalten kann darin gesucht werden, daß nach dem Stoß des Projektilions, der zu einem Elektronentransfer ins Projektilkontinuum geführt hat, in einem Stoß mit weiteren Targetatomen das Kontinuumselektron seine "strenge Korrelation" mit dem Projektilkern verliert. Da solche Stöße nur kleine Impulsüberträge benötigen, bleibt das Elektron bevorzugt in einem Vorwärtskegel, bewirkt jedoch eine Verbreiterung im Geschwindigkeits- und Winkelspektrum, und damit eine Modifikation der Impulsverteilung der Elektronen im Projektilsystem. Um den breiteren Peakanteil in dieser Hinsicht zu beschreiben, muß die Übergangswahrscheinlichkeit $|\langle \phi_f | V | \phi_i \rangle|^2$ berechnet werden, wobei V das abgeschirmte Coulomb-Potential des Targetatoms ist. Die Anwendung ebener Wellen bei diesem Stoßproblem ist nicht sinnvoll, da dies in bekannte Wirkungsquerschnitte für Streuung freier Elektronen endet, die eine Größenordnung zu klein sind für die Erklärung der Intensität der beobachteten Peakstrukturen. Daher muß man sowohl für die Eingangswellenfunktion ϕ_i, als auch für die Wellenfunktion im Ausgangskanal ϕ_f projektilkonzentrierte Coulomb-Wellenfunktionen (Gl.6.2.) einsetzen. Das Matrixelement enthält dann den entscheidenden Faktor /JAK83/

(Gl.8.2.1) $M=\left|\exp(Z/k_f)\Gamma(1-iZ/k_f)\exp(-Z/k_i)\Gamma(1-iZ/k_i)\right|^2$

bei dem k_i und k_f den Anfangs- bzw. Endimpuls des Kontinuumelektrons im Ruhesystem des bewegten Projektils bedeuten, Z die Ladung des Ions ist. Gl.8.2.1 beinhaltet, im Gegensatz zur Streuung freier Elektronen, die Abhängigkeit der Streuamplitude von der Projektilladung Z und der Relativgeschwindigkeit der Elektronen bezogen auf den Projektilkern. Erste Berechnungen /JAK87/ liefern jedoch um mehrere Größenordnungen zu kleine Wirkungsquerschnitte für den Streuprozeß der Kontinuumselektronen in Stößen mit Targetatomen.

Daher drängt sich die Überlegung auf, ob der Streuprozeß, der zu zwei Strukturen im Geschwindigkeitsspektrum der Elektronen führt, die beide in Vorwärtsrichtung in der Nähe der Projektilgeschwindigkeit beobachtet werden, bereits im Stoß mit dem einzelnen Targetatom betrachtet werden muß; d.h. sowohl Bildung des Kontinuumszustands, als auch der Impulsübertrag, der zu dessen Zerstörung führt, erfährt das Atom im gleichen Stoß. Berechnungen zu dieser Überlegung liegen mit dem Abschluß dieser Arbeit noch nicht vor. Solche "Doppelstöße" im Einzelstoß können sich natürlich unterschiedlich darauf auswirken, ob das Kontinuumselektron aus einem anfangs gebundenen Zustand des Projektils (ELC) oder des Targets (ECC) stammt und vielleicht im Fall des ECC-Prozesses eine niederenergetische Verbreiterung des breiten Peakanteils hervorruft. Damit könnten sich die oft festgestellten starken Asymmetrien der Cusp-Elektronenverteilungen erklären lassen.

8.3 Bestimmung absoluter doppeltdifferentieller Wirkungsquerschnitte

Die im Experiment gewonnenen mit der Transmissionsfunktion des Spektrometers korrigierten doppeltdifferentiellen Elektronengeschwindigkeits-

verteilungen $\delta^2N/\delta v_e \delta\Omega$ können nach der folgenden Beziehung in doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte umgerechnet werden:

(Gl.8.3.1) $\delta^2\sigma/\delta v_e \delta\Omega = N_e(v_e)*q*1.602*10^{-19}/(Q*3.3*10^{13}*p*\Delta x*\Delta\Omega_e)$

(Zur Erklärung der Parameter vgl. Abschn.8.1.4)
Diese doppeltdifferentiellen Querschnitte können in $\delta^2\sigma/\delta E\delta\Omega$ umgerechnet werden, um sie mit theoretischen Ergebnissen zu vergleichen:
Mit

(Gl.8.3.2) $dE=m_e v_e dv_e$ [v_e in Einheiten von v_e (a.u.)]
[1keV=1.602*10^{-16} J]

ergibt sich:

(Gl.8.3.3) $\delta^2\sigma/\delta v_e \delta\Omega$ [b/(v_e*sr)]=$\delta^2\sigma/\delta E\delta\Omega$ [b/(keV*sr)]*v_e*0.027

Hierbei ist es notwendig, den experimentellen Raumwinkel $\Delta\Omega_e$ und die Impulsauflösung des Spektrometers $\Delta p/p$ zu bestimmen. Eine Methode zu deren Berechnung wird im folgenden Abschnitt dargestellt.

8.3.1 Vergleich des Binary-encounter-Peaks mit Rechnungen zum Comptonprofil von Kohlenstofftargetatomen; Impuls- und Winkelauflösung des Spektrometers

Infolge der Transmissionseigenschaften des jeweiligen Spektrometers bestehen Unsicherheiten bei der genauen Bestimmung des ausgeblendeten Raumwinkels $\Delta\Omega_e$ und der tatsächlichen Impulsauflösung $\Delta p/p$ des Analysators. Dies hat seine Gründe teilweise darin, daß impuls- und winkeldefinierende Blende (vgl.Abschn.3.6) nicht unabhängig voneinander betrach-

tet werden dürfen, sondern ihre Wirkung vielmehr untereinander gekoppelt ist. Daher ist es sinnvoll, die aus Transmissionsrechnungen erzielten Ergebnisse mit experimentell gewonnenen Werten zu vergleichen. Dazu wurden Berechnungen zum Compton-Profil von Kohlenstoff-Targetelektronen, basierend auf der Impuls-Näherung (IA), verwendet /DOW61/ und mit experimentell gewonnenen doppeltdifferentiellen Elektronenspektren verglichen. Das Compton Profil kann für dünne Targets an den gemessenen Binary-encounter-Peak angeglichen werden und aus den gerechneten doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitten das Produkt $\Delta v^* \Delta\Omega_e$ extrahiert werden. Da aus den Transmissionsrechnungen die Impulsauflösung des Spektrometers bei vorgegebener Geometrie und dem Vergleich mit aufgelösten Projektil- und Targetaugerlinien abgeschätzt werden kann ($\Delta p/p$

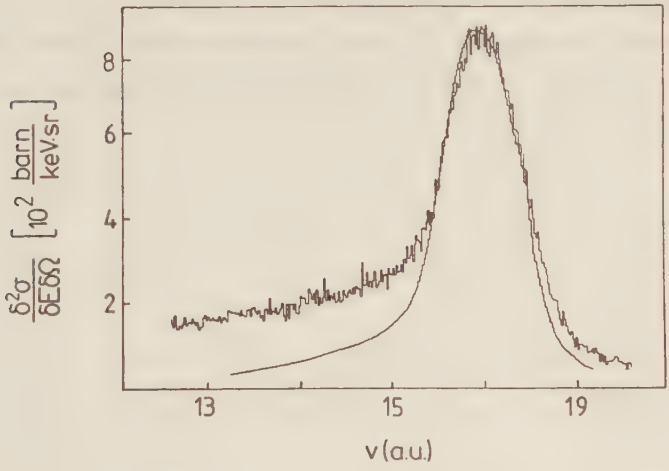


Abb.8.3.1 *Bestimmung doppeltdifferentieller Wirkungsquerschnitte $\delta^2\sigma/\delta v_e \delta\Omega$ durch Anpassung eines berechneten Compton-Profils an ein gemessenes für das Stoßsystem 7 MeV H^+ C-Folie ($\varrho x \approx 3 \mu g/cm^2$).*

$\approx 2*10^{-3}$), kann der experimentelle Raumwinkel und damit die Winkelakzeptanz des Spektrometers Θ_0 bestimmt werden. Für die höchste von uns verwendete Protonenenergie (E_P=7 MeV) wurde eine solche Bestimmung des Produktes $\Delta v^* \Delta \Omega_E$ durchgeführt (vgl.Abb.8.3.1).Daraus kann die in den meisten von uns durchgeführten Experimenten verwendete Winkelakzeptanz des Spektrometers bestimmt werden; sie beträgt $\Theta_0 \approx 0.7^0$. Aus geometrischen Betrachtungen unter Berücksichtigung der schlitzförmigen Blenden, die in der Ablenkebene und senkrecht dazu zu unterschiedlichen Winkeln führt, erwartet man unter Annahme einer kreisförmigen Blende einen mittleren Akzeptanzwinkel von $\Theta_0 \approx 0.7-0.8^0$.

8.3.2 Doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitte

Doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitte $\delta^2/\delta v_e \delta\Omega_E$ für in unseren Experimenten gemessenen 0^0-Elektronengeschwindigkeitsspektren sind in Abb.8.3.2 dargestellt. Aus den experimentellen Unsicherheiten, wie der

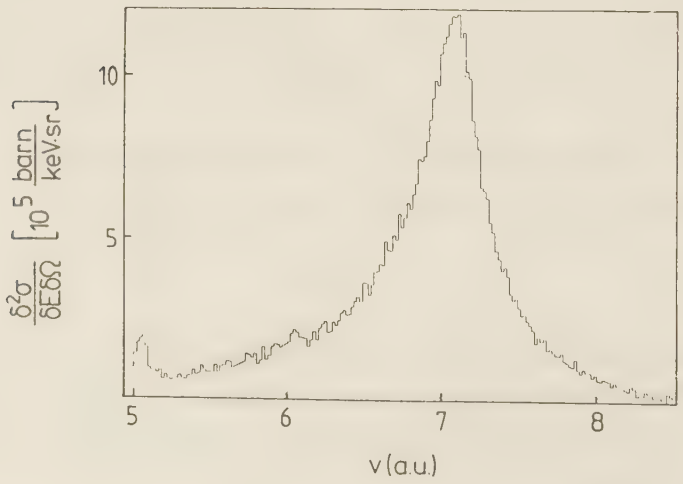


Abb.8.3.2 a

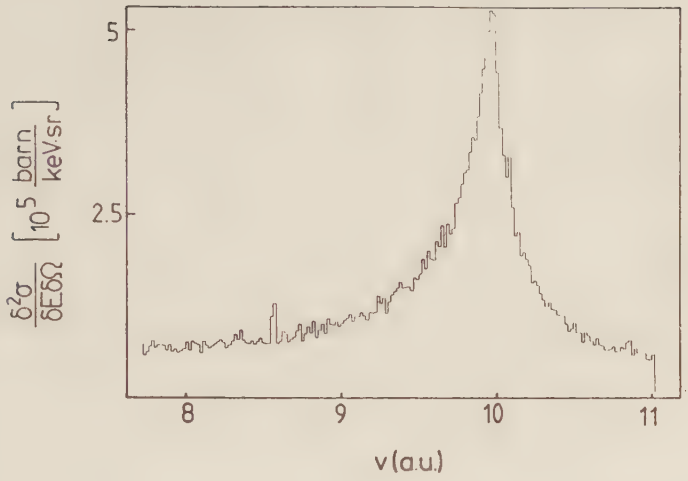


Abb.8.3.2 b

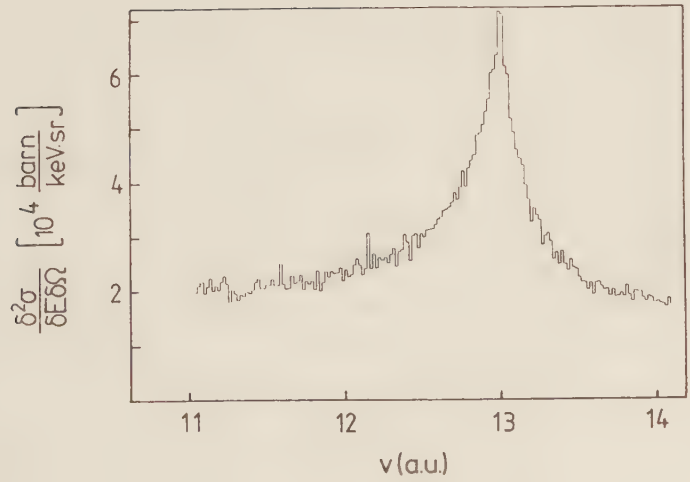


Abb.8.3.2 c

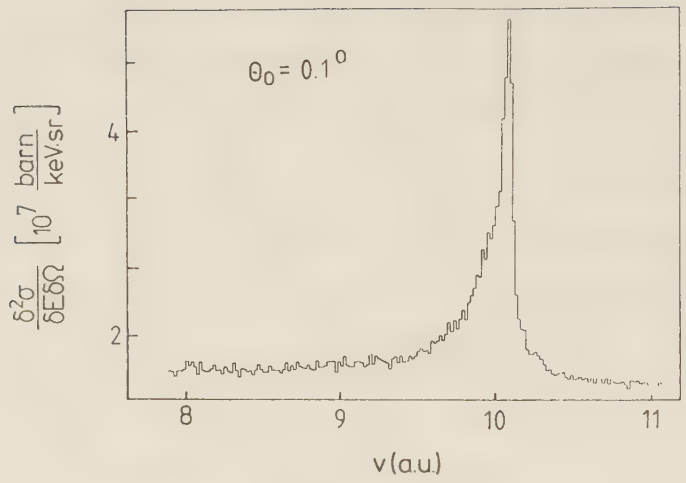


Abb.8.3.2 d

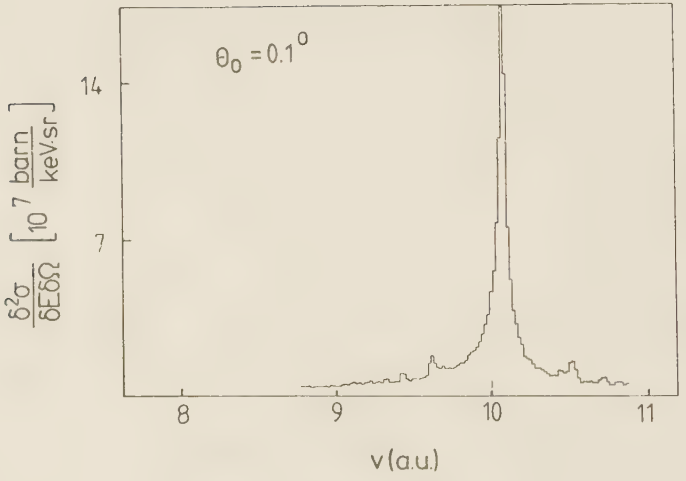


Abb.8.3.2 e

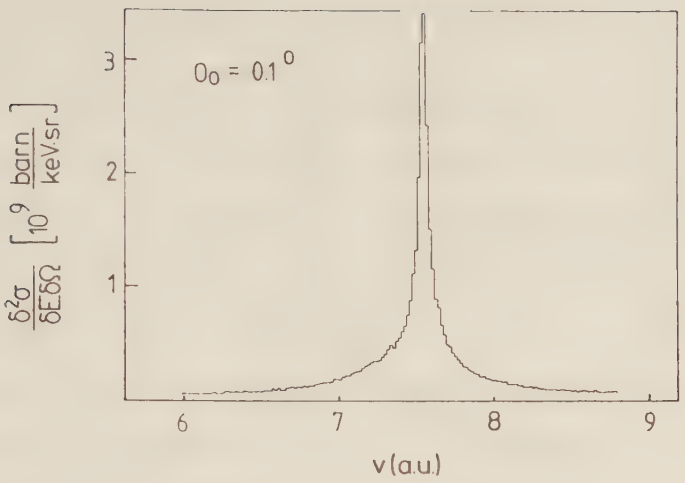


Abb.8.3.2 f

Abb.8.3.2 a-f *Cusp-Elektronenverteilungen beim Beschuß von Neon mit a) 1.25 MeV, b) 2.5 MeV, c) 4.2 MeV Protonen d) 40 MeV O^{3+} e) 40 MeV O^{5+} und f) 110 MeV Br^{11+}.*

Bestimmung der Winkel- und Impulsauflösung des Spektrometers, in der Wahl des Untergrundabzugs der Spektren, ergibt sich eine Genauigkeit bei der Ermittlung der Querschnitte von ±50%. Abb.8.3.3 zeigt eine mit der Impuls-Näherung berechnete Cuspverteilung im Vergleich mit der experimentell ermittelten /JAK87/ Beim Beschuß von Neon mit 4.2 MeV Protonen .

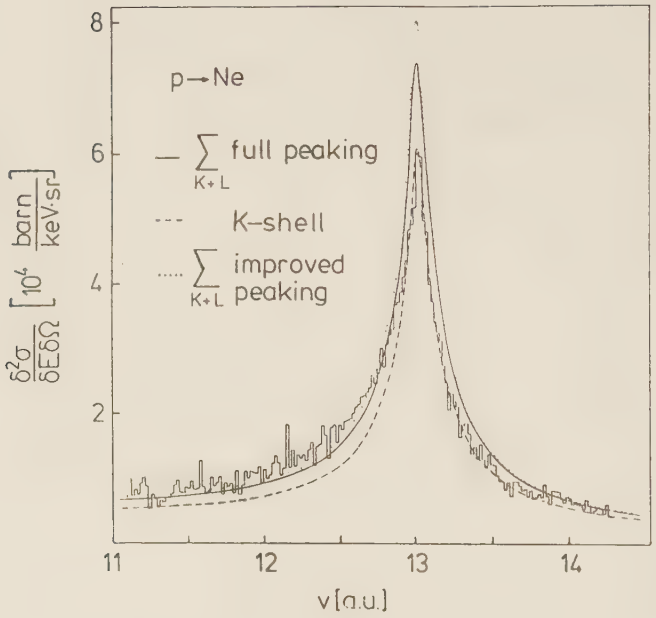


Abb.8.3.3 *Experimentell ermittelte doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitte Cusp-Elektronenverteilung beim Beschuß von Neon (100 mTorr) mit 4.2 MeV Protonen und mit der Impulsnäherung beberechnete doppeltdifferentielle Querschnitte.*

Die im vorigen Abschnitt beschriebenen Doppelstrukturen in Cusp-Elektronenverteilungen können nicht auf Abbildungsfehler des Spektrometers zurückgeführt werden, da in den Spektren bei Protonenbeschuß eine solche Struktur nicht beobachtet wird. Eine deutliche Trennung der beiden Anteile wird durch die in Abschn.3.6.2 beschriebenen Eigenschaften des Spektrometers erreicht: Elektronen, die in unterschiedlichen Tiefen der Gaszelle entstehen werden bei gleichzeitiger transversaler Verschiebung des Spektrometers unter verschiedenem Beobachtungswinkel Θ maximal abgebildet.

8.3.3 Diskussion der Meßergebnisse

Die wichtigsten Prozesse, die beim Durchdringen eines Projektils durch Festkörper eine Rolle spielen, sind Anregung und Ionisation eines gebundenen Projektilelektrons, Einfang eines Targetelektrons in gebundene Zustände, sowie Elektroneneinfang und -verlust in Kontinuumszustände des Projektils. Die freigesetzten Elektronen erleiden auf ihrem Weg durch den Festkörper Energie- und Winkelstreuung, die Targetatome werden zu gedämpften periodischen Elektronendichtefluktuationen angeregt, die sich mit dem Wake-Potential beschreiben lassen (vgl.Abschn.6.4.4). Ein Studium des Einflußes der beschriebenen Prozesse ermöglicht die Analyse der Elektronengeschwindigkeitsspektren in Vorwärtsrichtung und deren Winkelverteilungen. Es zeigte sich, daß die Halbwertsbreiten Γ der 0°-Konvoi-Elektronenverteilungen entscheidend von der Projektilgeschwindigkeit v_P sowie der Projektilkernladung Z_P abhängt (vgl.Abb.8.6.1). Eine schwächere Abhängigkeit, als dies aus Einzelstoßtheorien erwartet werden kann, zeigt dagegen die Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der Winkelauflösung des Spektrometers Θ_e, während diese Abhängigkeit für den reinen ECC-Prozeß im Einzelstoß gut erfüllt ist (vgl.Abb.8.1.7).

Die Tatsache, daß in bestimmten Geschwindigkeitsbereichen die Konvoi-Elektronen-Halbwertsbreite Γ bei Protonenbeschuß unabhängig vom verwendeten Targetmaterial konstante Werte annimmt /LAU78//LAU80/, zusammen mit der schwachen Abhängigkeit von der Winkelauflösung des Spektrometers, zeigen, daß Einzelstoßmodelle im Fall des Festkörpers für die Produktion von Kontinuumselektronen nicht angewendet werden dürfen, sondern Mehrfachstoßprozesse beim Durchgang der Elektronen durch den Festkörper in Betracht gezogen werden müssen. Das beschriebene Wake-Potential, in dem Elektronen in den Potentialmulden der sich periodisch verändernden Targetelektronendichte hinter dem Projektil mit der Geschwindigkeit des

Projektils v_P ohne Energieverlust mitfliegen, führt zu Halbwertsbreiten Γ_W, die unabhängig von der Winkelakzeptanz Θ_Φ des Spektrometers sind und mit zunehmender Projektilgeschwindigkeit abnehmen, also das entgegengesetzte Verhalten zeigt, wie dies im Experiment beobachtet wird.

Da der Konvoielektronenpeak auch mit zunehmender Targetdicke immer an der gleichen Stelle im Geschwindigkeitsspektrum beobachtet wird und eine Verschiebung zu niedrigeren Geschwindigkeiten bei großen Targetdicken mit dem Energieverlust des Projektils gekoppelt ist, die Elektronen keinen Energieverlust erlitten haben, können sie nur in den letzten Schichten des Festkörpers entstanden sein. Wie wie wir dies in Abschn.7. aufgezeigt haben, ist die mittlere freie Weglänge, mit der diese Elektronen durch den Festkörper transportiert werden, eine Größenordnung höher, als dies aus der Streuung freier Elektronen erwartet werden kann. Offensichtlich ist die Nähe des Projektilkerns, also die Wechselwirkung Projektil-Kontinuumselektron im Wesentlichen für dieses Verhalten verantwortlich.

Ein besonderes Augenmerk bei allen durchgeführten Experimenten richtete sich auf die Ermittlung der Cusp-Elektronen-Geschwindigkeitsverteilungen bei unterschiedlichen Beobachtungswinkeln. Mit dieser Information gelingt es absolute Cusp-Elektronenausbeuten pro Projektil zu bestimmen. Hier konnte aufgezeigt werden, daß es keine universelle Winkelverteilungs-Funktion für alle Projektil-Target-Kombinationen gibt, statt dessen jede Winkelverteilung getrennt gemessen werden muß, um für das jeweilige Stoßsystem die Elektronenausbeute zu ermitteln. Mit einer exponentielle Funktion $Y=\exp(-\beta|\theta|)$ konnte die Winkelverteilungen in allen untersuchten Systemen gut angepaßt werden (vgl.Abschn.8.1.1), während eine Gaußverteilung $Y=\exp(-\beta\theta^2)$, wie sie z.B. von Duncan /DUN76/ verwendet wurde in allen Fällen wesentlich schlechtere Anpassungen an die experimentellen Daten ermöglichte. Das Verhalten der transversalen Halbwertsbreiten Γ_T, die sich aus den Winkelverteilungen ergeben (vgl.Abb.

8.1.8) reflektieren das Verhalten der Halbwertsbreiten im Geschwindigkeitsspektrum ∫: Mit zunehmender Projektilkernladung werden die Cusp-Elektronenverteilungen schärfer, d.h. die Halbwertsbreiten nehmen bei gleicher Projektilgeschwindigkeit ab (vgl.Abb.8.3.4).

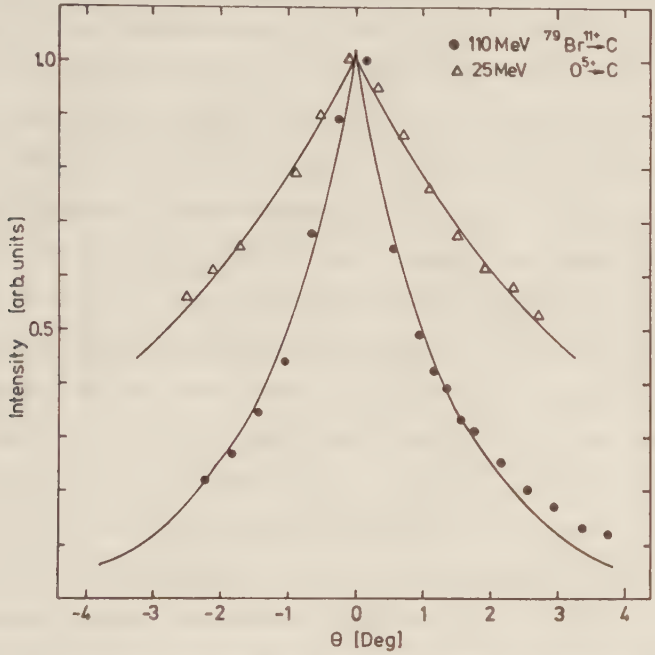


Abb.8.3.4 ***Winkelverteilungen für die Stoßsysteme 110 MeV Br→C und 25 MeV O→C.***

Mit Hilfe der experimentell ermittelten Winkelverteilung ist so durch Integration über den Raumwinkel und der Kenntnis des experimentell ausgeblendeten Raumwinkels eine Bestimmung absoluter Cusp-Elektronenausbeuten möglich. Aus Abb.8.1.10 kann man entnehmen, daß selbst beim schwersten von uns untersuchten Projektilion (110 MeV Br) im Festkörper nur etwa $5*10^{-1}$ Konvoielektronen pro Projektil emittiert werden. Zur Erklärung des gleichen Energieverlusts der Projektile in Festkörpern und Gasen mit Hilfe etwaiger abschirmender Konvoielektronen müßte man hier

eine um eine Größenordnung höhere Anzahl erwarten. Die Untersuchung muß daher in dieser Hinsicht in weiteren Experimenten zunächst auf Projektil-Augerelektronen ausgedehnt werden.

Die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Konvoielektronenausbeute von Protonen verhält sich für hohe Projektilgeschwindigkeiten ($v_P \rightarrow 17$ a.u.) asymptotisch wie $(v_P)^{-11}$, was schon von der Einzelstoßtheorie von Dettmann /DET74/ vorhergesagt wurde. Es läßt sich allerdings nicht ausschließen, daß die Ausbeute noch stärker mit der Geschwindigkeit der Projektilionen abfällt, wenn man die Untersuchungen zu noch höheren Protonengeschwindigkeiten ausdehnt. Wegen der geringen Konvoianteile im Verhältnis zum Ionisationsuntergrund (vgl.Abb.8.1.11) in den Elektronenspektren ist dies jedoch mit experimentellen Schwierigkeiten verbunden.

Bei Verwendung von Gastargets kann der reine ECC-Prozeß untersucht werden, wenn man elektronenlose Projektilionen verwendet. Im Falle von vollständig ionisierten Sauerstoff-Projektilionen zeigt sich ein stark asymmetrischer Peak im Geschwindigkeitsspektrum der Elektronen, der eine Verbreiterung zur niederenergetischen Seite zeigt (vgl.Abb.8.2.1). Dieses Resultat läßt sich nicht mit Hilfe der Einzelstoßtheorie von Dettmann erklären (vgl.Abschn.6.2.1), die ja symmetrische Peakformen liefert. Die rechts-links Asymmetrie $\Gamma_R:\Gamma_L$ der Halbwertsbreiten wurde als Funktion der Spektrometerauflösung gemessen (vgl.Abb.8.1.7) und zeigt, daß der Asymmetriegrad mit verbesserter Spektrometer-Winkelauflösung Θ_Φ kleiner wird, während die gesamte Halbwertsbreite Γ mit schlechterer Winkelauflösung annähernd linear zunimmt, mit dem Verhalten, das man aus der Theorie von Dettmann erwartet.

Die mit Hilfe der in Abschn.6.2.2.6 beschriebenen Peakanpassung durch Legendre-Polynome erlaubt die Bestimmung des Anisotropieparameters β_1 und des Quadrupolterms β_2 in einer Fitprozedur. Diese vom jeweiligen Spektrometer unabhängige Größen erlauben Vergleiche mit den Ergebnissen

anderer Autoren. Die Werte für β_1 sind für die von uns untersuchten ECC-Prozesse in Tab.8.3.1 zusammengestellt.

Tab.8.3.1

E [MeV]	Proj.	Target	β_1
1.25	H^+	Ne (100mTorr)	-.110
2.5	H^+	Ne (100mTorr)	-.688
4.2	H^+	Ne (100mTorr)	-.564
40.0	O^{8+}	Ne (40mTorr)	-.421
40.0	O^{8+}	Ne (25mTorr)	-.383
40.0	O^{8+}	Ne (15mTorr)	-.561
40.0	O^{8+}	Ne (7mTorr)	-.406

Die Breite des ECC-Peaks für Sauerstoff-Projektilionen, wie sie sich aus β_2 ergibt, nimmt mit ansteigendem Target-Gasdruck zu, ein Verhalten, das mit Einzelstoßtheorien nicht zu erklären ist; offenbar genügt ein lineares Verhalten der Cusp-Elektronenausbeute mit dem Targetdruck nicht, um Einzelstoßbedingungen zu garantieren.

9. Schlußbemerkungen

Die untersuchten Stoßsysteme haben gezeigt, daß der Transport von Konvoielektronen im Festkörper über eine um eine Größenordnung höhere mittlere freie Weglänge erfolgt, als dies aus der Streuung freier Elektronen zu erwarten ist. Beim Beschuß von Targetgasen zeigt sich aus Analysen der Cusp-Peakformen, daß offenbar Einzelstoßtheorien zur Beschreibung des Stoßes nicht immer ausreichen, sondern Prozesse eine Rolle spielen, die die Cuspverteilungen modifizieren, Peakformen verändern. Um diese Ergebnisse näher zu untersuchen, sind weitere umfangreiche systematische Experimente erforderlich, wie Peakformanalysen in Abhängigkeit von Targetdruck , Projektilgeschwindigkeit und Spektrometerauflösung.

Anhang A

Spektrometer-Transmissionsrechnungen

```
C*****************************************************************
C**         SUBROUTINE DELTAV  BERECHNET MINIMALE UND MAXIMALE      *
C**                            GESCHWINDIGKEIT DURCH DIE BLENDEN    *
C**         SUBROUTINE PHI     BERECHNET MINIMALEN UND MAXIMALEN    *
C**                            WINKEL DURCH BLENDEN BEGRENZT        *
C**         SUBROUTINE RINT1   BERECHNET INTEGRAL UEBER WINKEL THETA *
C           WAIT AUFRUF FLER KORREKTE COMPILATION NOETIG             *
C*****************************************************************
      PROGRAM SPEKTR
      INCLUDE 'UNV:GCOPAR'
      LOGICAL SAG,WAS,STP
      INCLUDE 'SPEKTR.ICL'
      DIMENSION DATA (0:200)
      @COMMON(GHISTC)
      @COMMON(GLOGSC)
      DATA SAG/.TRUE./,WAS/.TRUE./,STP/.TRUE./,GSPT/.TRUE./
      @OFFLIN
      @DISPLAY
      @SPEMAN
      @LESE('SPEKTRENLAENGE IN #',KSP1)
      @DEFSPE('SP1',1,1,0,KSP1,1)
      @DEFSPE('SP2',1,1,0,KSP1,1)
      @DEFSPE('SP3',1,1,0,KSP1,1)
      TYPE 6666
6666  FORMAT(////,15X,' THIS PROGRAM CALCULATES THE SPECTROMETER',
     1       //,15X,' TRANSMISSION OF DOUBLE FOCUSSING MAGNETIC',
     2       //,15X,' DEFLECTION OF TARGET EMITTED ELECTRONS',
     3       //,15X,' COPYRIGHT ** R. SCHRAMM (1986)  **')
      CALL SLEEP(1)
      CALL ERASE
      PI=3.14159265
232   @DO I=0,200
        YIELD(I)=0.
      @CONTINUE
      @LESE('CUSPSPEKTRUM VON DISK [NAME,CONT]',SPNAM,A5)
      @IF(SPNAM.NE.'CONT')
        TYPE 33
        READ(5,*)VP
        CALL SPEREA('SP1',SPNAM)
        YIE=0.
        @DO IK=0,KINT
          I=IK
          @SPECTC('SP1',ICON,I)
          ACON=FLOAT(ICON)
          @IF(ACON.GT.YIE)
            YIE=ACON
            KAN=I
          @ENDIF
        @CONTINUE
        TYPE 1119,KAN,YIE
```

```
1119            FORMAT(' KAN= ',I3,' YIE= ',F8.1,/)
                GOTO 434
        @ENDIF
        @LESE('ANZAHL SPEKTRENPUNKTE (<=200)',KINT)
        @IFJA('SPEKTROMETERPARAMETER UNVERAENDERT',WAS)
        @ENDIF
        @IF(WAS)
                VP=12.5
                TO=1.*PI/180.
                RHOB=.2
                PHIO=0.
                RHOO=0.
                D1=.8
                D2=.6
                LO=60.
                X=0.
                L1=20.
                GOTO 1122
        @ENDIF
        TYPE 33
33      FORMAT(/,' PROJEKTILGESCHWINDIGKEIT IN EINHEITEN VB')
        READ(5,*)VP
        TYPE 50
50      FORMAT(/,' WINKEL SENKRECHT Z. BAHNEBENE IN GRAD')
        READ(5,*)TO
        TO=TO*PI/180
        TYPE 55
55      FORMAT(/,' STRAHLHALBMESSER IN MM')
        READ(5,*)RHOB
        TYPE 100
100     FORMAT(/,' ABWEICHUNG DES EINSCHUSSWINKELS IN GRAD')
        READ(5,*)PHIO
        PHIO=PHIO*PI/180
        TYPE 200
200     FORMAT(/,' ABWEICHUNG SENKRECHT ZUM STRAHL IN MM')
        READ(5,*)RHOO
        TYPE 300
300     FORMAT(/,' DURCHMESSER WINKELDEFINIERENDE BLENDE IN MM')
        READ(5,*)D1
        TYPE 400
400     FORMAT(/,' DURCHMESSER IMPULSDEFINIERENDE BLENDE IN MM')
        READ(5,*)D2
        TYPE 500
500     FORMAT(/,' ABST. KORR. TARGETPOS. VOM POLSCHUHRAND IN MM')
        READ(5,*)LO
        TYPE 600
600     FORMAT(/,' ABSTANDSFEHLER D. TARGETS V. POLSCHUHRAND IN MM')
        READ(5,*)X
        TYPE 700
700     FORMAT(/,' ABST. WINKELDEF. BLENDE VOM POLSCHUHRAND IN MM')
        READ(5,*)L1
        TO=TO*LO/(LO+X)
1122    @IFJA('LIEGT IMPULSDEFINIERENDE BLENDE GENAU IM FOKUS',SAG)
        @ENDIF
        IF(.NOT.SAG) GOTO 69
        @IF(SAG)
                L2=LO
                GOTO 70
        @ENDIF
69      TYPE 798
798     FORMAT(/,' AUSTRITTSABSTANDSFEHLER IN MM')
```

```
      READ(5,*)RHOA
      TYPE 799
799   FORMAT(/,' AUSTRITTSWINKELFEHLER IN GRAD')
      READ(5,*)PHI1
      PHI1=PHI1*PI/180
      TYPE 800
800   FORMAT(/,' ABST. IMPULLSDEF. BLENDE V. POLSCHUHRAND IN MM')
      READ(5,*)L2
      C3=RHOA+L1*PHI1
      C4=RHOA+L2*PHI1
      GOTO 71
70    C3=0
      C4=0
C     FUER DIE BERECHNUNG WICHTIGE WINKELBEZIEHUNGEN WERDEN DEFINIERT
71    CT=COS(52.*PI/180.)/SIN(52.*PI/180.)
      SI=SIN(52.*PI/180.)/(COS((52.-38.76)*PI/180.)+COS(52.*PI/180.))
      CO=1.+COS((104.-38.76)*PI/180.)
      R=L0*OT
      @DO I=0,20
            IS=I
            RHO=RHCO+(IS-10.)/10.*RHOB
            X1=X*COS(PHIO)-RHO*SIN(PHIO)
            RHO1=X*SIN(PHIO)+RHO*COS(PHIO)
            X2=X1*(1.-(CO+L2/(R+RHO/2.))/SI))/2.)
            X1=X1*(1.-(CO+L1/(R+RHO/2.))/SI))/2.)
            RHO2=RHO1*(1.-(CO+L2/(R+RHO/2.))/SI))/2.)
            RHO1=RHO1*(1.-(CO+L1/(R+RHO/2.))/SI))/2.)
            CALL DELTAV
            H1(IS)=G1
            H2(IS)=G2
            @DO J=0,50
                  JS=J
                  H(IS,JS)=H2(IS)+(H1(IS)-H2(IS))*JS/50.
                  G=H(IS,JS)
                  CALL PHI
                  Z1(IS,JS)=P1
                  Z2(IS,JS)=P2
            @CONTINUE
      @CONTINUE
      YIE=0.
      KAN=0
      @DO JI=0,KINT
            JN=JI
            V0=VP*(1+(2.5*(JN-KINT/2.))/1000.)
            TYPE 105,V0
105         FORMAT(' V0= ',F10.6)
            Y6=0.
            Y7=0.
            Y8=0.
            JR=0
            @DO IH=0,20
                  I=IH
                  RHO=RHCO+(I-10.)/10.*RHOB
                  VI=0.
                  JV=0
                  Y3=0.
                  Y4=0.
                  Y5=0.
                  @DO MH=0,50
                        M=MH
                        G=H(I,M)
```

```
                                V=V0*(1+G/R)
C                               YV IST INTEGRAL AUS RINT1
                                P1=Z1(I,M)
                                P2=Z2(I,M)
                                CALL RINT1
                                VI=V*V*YV
                                JV=JV+1
                                Y3=Y3+VI
                                IF(JV.EQ.1)GOTO 777
                                Y4=Y3/2*((H1(I)-H2(I))*V0/R)/50.
                                Y5=Y5+Y4
                                Y3=VI
777                       @CONTINUE
                  Y6=Y5*SQRT(RHOB*RHOB-(RHO-RHO0)*(RHO-RHO0))
                  JR=JR+1
                  Y7=Y7+Y6
                  IF(JR.EQ.1)GOTO 888
                  Y8=Y7/2*(RHOB/10.)
                  YIELD(JN)=YIELD(JN)+Y8
                  Y7=Y6
888               @CONTINUE
          YIELD(JN)=10000000.*YIELD(JN)
          @IF(YIELD(JN).GT.YIE)
             YIE=YIELD(JN)
             KAN=JN
          @ENDIF
          TYPE 889,YIELD(JN)
889       FORMAT(' YIELD= ',F10.1,/)
        @CONTINUE
434     CALL GAUSS
C  ERSTELLEN DES RESULTIERENDEN SPEKTRUMS
        IF(SPNAM.NE.'CONT')GOTO 475
        @DO K=0,KINT
                  I=K
                  ICON=INT(YIELD(I))
                  KCON=INT(GSS(I))
                  SUM=YIELD(I)+GSS(I)
                  KSUM=INT(SUM)
                  @SPESTC('SP1',ICON,I)
                  @SPESTC('SP2',KCON,I)
                  @SPESTC('SP3',KSUM,I)
        @CONTINUE
        GOTO 477
475     @DO K=0,KINT
                  I=K
                  @SPEGTC('SP1',ICON,I)
                  KCON=INT(GSS(I))
                  KSUM=ICON+KCON
                  @SPESTC('SP2',KCON,I)
                  @SPESTC('SP3',KSUM,I)
        @CONTINUE
477     CALL ERASE
        CALL DSPDS1('SP3')
        CALL DSPOV1('SP1')
        CALL DSPOV1('SP2')
        @IFJA('SPEKTREN AUF DISK SCHREIBEN',DSK)
            CALL SPEWRD('SP3','SP2','SP1')
        @ENDIF
        @IFJA('GESAMTSPEKTRUM ISOLIERT DARSTELLEN',GSPT)
                  CALL ERASE
                  CALL DSPDS1('SP3')
```

```
      &ENDIF
      &IFJA('STOP',STP)
            STOP
      &ENDIF
      GOTO 232
C     WAIT AUFRUF FUER KORREKTE COMPILATION NOETIG
      CALL WAIT
      END
C*****************************************************************************
      SUBROUTINE DELTAV
      INCLUDE 'SPEKTR.ICL'
      K1=L0+X1+RHO*DT
      K2=L0+X2+RHO*DT
      K3=CC+L1/SI/(R+RHO/2.)
      K4=CC+L2/SI/(R+RHO/2.)
      KN=K3*(K2-L2)-K4*(K1-L1)
      F1=((RHO2+D2/2.+D4)*(K1-L1)-(RHO1+D1/2.+D3)*(K2-L2))/KN
      F2=((RHO2-D2/2.+D4)*(K1-L1)-(RHO1+D1/2.+D3)*(K2-L2))/KN
      F3=((RHO2-D2/2.+D4)*(K1-L1)-(RHO1-D1/2.+D3)*(K2-L2))/KN
      F4=((RHO2+D2/2.+D4)*(K1-L1)-(RHO1-D1/2.+D3)*(K2-L2))/KN
      G1=F1
      IF(F2.GT.G1)G1=F2
      IF(F3.GT.G1)G1=F3
      IF(F4.GT.G1)G1=F4
      G2=F1
      IF(F2.LT.G2)G2=F2
      IF(F3.LT.G2)G2=F3
      IF(F4.LT.G2)G2=F4
      RETURN
      END
C*****************************************************************************
      SUBROUTINE PHI
      INCLUDE 'SPEKTR.ICL'
      KN=K1-L1
      KNN=K2-L2
      IF(KN.EQ.0.) GOTO 435
      IF(KN.LT.0.) GOTO 601
      P1=(D3-D1/2.-RHO1-G*(CC+L1/(R+RHO/2.)/SI))/KN
      P2=(D3+D1/2.-RHO1-G*(CC+L1/(R+RHO/2.)/SI))/KN
435   IF(KNN.EQ.0.) RETURN
      IF(KNN.LT.0.) GOTO 602
      P3=(D4-D2/2.-RHO2-G*(CC+L2/(R+RHO/2.)/SI))/KNN
      P4=(D4+D2/2.-RHO2-G*(CC+L2/(R+RHO/2.)/SI))/KNN
460   IF(P3.GT.P1)P1=P3
      IF(P4.LT.P2)P2=P4
      RETURN
601   P1=(D3+D1/2.-RHO1-G*(CC+L1/(R+RHO/2.)/SI))/KN
      P2=(D3-D1/2.-RHO1-G*(CC+L1/(R+RHO/2.)/SI))/KN
      GOTO 435
602   P3=(D4+D2/2.-RHO2-G*(CC+L2/(R+RHO/2.)/SI))/KNN
      P4=(D4-D2/2.-RHO2-G*(CC+L2/(R+RHO/2.)/SI))/KNN
      GOTO 460
      END
C*****************************************************************************
      SUBROUTINE RINT1
      INCLUDE 'SPEKTR.ICL'
      FUN1=(V-VP)*(V-VP)/V/VP
      FUN3=(P1-PHI0)*(P1-PHI0)
      FUN4=(P2-PHI0)*(P2-PHI0)
      FUMI2=FUN1+FUN3
      FUMA2=FUN1+FUN4
```

```
      FUN5=SQRT(FUMI2+T0*T0)
      FUN6=SQRT(FUMA2+T0*T0)
      FUN7=T0*ALOG((P2-PHI0+FUN6)/(P1-PHI0+FUN5))
      IF(V.EQ.VP) GOTO 877
      FU2=((P2-PHI0)*FUN6+FUN1+FUN4)/(P2-PHI0+FUN6)/SQRT(FUMA2)
      FU1=((P1-PHI0)*FUN5+FUN1+FUN3)/(P1-PHI0+FUN5)/SQRT(FUMI2)
      FU3=FU1
      FU4=FU2
      FUN8=(ASIN(FU3)-ASIN(FU4))*SQRT(FUN1)
      FUN9=(P2-PHI0)*ALOG((T0+FUN6)/SQRT(FUMA2))
      FUN9=FUN9-(P1-PHI0)*ALOG((T0+FUN5)/SQRT(FUMI2))
876   YV=(FUN7+FUN8+FUN9)/SQRT(V*VP)
      RETURN
877   FUN8=0.
      FUN9=0.
      IF(P2-PHI0.EQ.0.) GOTO 878
      FUN9=FUN9+(P2-PHI0)*ALOG((T0+FUN6)/SQRT(FUMA2))
878   IF(P1-PHI0.EQ.0.) GOTO 876
      FUN9=FUN9-(P1-PHI0)*ALOG((T0+FUN5)/SQRT(FUMI2))
      GOTO 876
      END
C *****************************************************************
      SUBROUTINE GAUSS
      INCLUDE 'SPEKTR.ICL'
C     BERECHNET SPEKTROMETERKORRIGIERTES GESCHWINDIGKEITSSPEKTRUM
      &LESE('BREITE GAUSSPEAK IN #',KAN2)
      SIG=.0025*KAN2*VP
      &LESE('KANALVERSCHIEBUNG GAUSSPEAK',KAN1)
      &LESE('VERHAELTNIS UNTERGRUND/CUSP',XRED)
      V0=VP*(1.+(2.5*(KAN-KAN1-KINT/2.))/1000.)
      &DO J=0,KINT
           JG=J
           V=VP*(1.+(2.5*(JG-KINT/2.))/1000.)
           GSS(JG)=YIE*XRED*EXP(-(V-V0)*(V-V0)/(SIG*SIG))*
     1                V/(VP*(1.+(KAN-KINT/2.)*.0025))
      &CONTINUE
      RETURN
      END
C *****************************************************************
```

Referenzen

/AND86/ *L.H.Andersen, K.E.Jensen, H.Knudsen*
J.Phys. 19, L161 (1986)

/AUG23/ *P.Auger*
Compt.Rend. 177, 169 (1923)

/BAT53/ *D.R.Bates and G.W.Griffing*
Proc.Phys.Soc. A66, 961 (1953)

/BAY75/ *J.E.Bayfield*
Proc. 4th Int.Conf. on Atomic Physics, p.397,
Heidelberg Plenum, 1975

/BEL53/ *G.I.Bell*
Phys.Rev. 90, 548 (1953)

/BER61/ *H.W.Berry*
Phys.Rev. 121, 1714 (1961)

/BET33/ *H.Bethe*
Handbuch der Physik, ed. H.Geiger, K.Scheel
(Springer Verlag, Berlin) Vol24, Teil1, S.273 (1933)

/BET70/ *H.D.Betz, L.Grodzins*
Phys.Rev.Lett. 25, 211 (1970)

/BET83/ *H.D.Betz, D.Röschenthaler, J.Rothermel*
Phys.Rev.Lett. 50, 34 (1983)

/BLA57/ *E.Blauth*
Z.Physik 147, 228 (1957)

/BOR26/ *M.Born*
Z.Physik 38, 803 (1926)

/BOR48/ *N.Bohr*
Dan. Mat. Phys. Medd. 18, 8 (1948)

/BOR54/ *N.Bohr, J.Lindhard*
Dan. Mat. Phys. Medd. 28, 7 (1954)

/BOR71/ *F.Bordini*
Nucl.Instr.Meth. 97, 405 (1971)

/BRA82/ *W.Brandt*
Nucl.Instr.Meth. 194, 13 (1982)

W.Brandt and M.Kitagawa
Phys.Rev. B25, 5631 (1982)

/BRE82/ *M.Breinig, S.B.Elston, S.Huldt, L.Liljeby, C.R.Vane,*
S.D.Berry, G.A.Glass, M.Schauer, I.A.Sellin, G.D.Alton,
S.Datz, S.Overbury, R.Laubert, M.Suter
Phys.Rev A25, 3015 (1982)

/BRE83/ M.Breinig, S.B.Elston, S.D.Berry, G.A.Glass, I.A.Sellin, C.R.Vane
Phys.Rev.Lett. 50, 1016 (1983)

/BRI30/ H.C.Brinkmann, H.A.Kramers
Proc.Acad.Sci. Amsterdam 33, 973 (1930)

/BRI77/ J.S.Briggs
J.Phys. B10, 3075 (1977)

/BRI78/ J.S.Briggs, F.Drepper
J.Phys. B11, 4033 (1978)

/BRO72/ M.D.Brown and C.D.Moak
Phys.Rev. B6, 90 (1972)

/COT38/ M.Cotte
Ann.Phys. 10, 333 (1938)

/CRO70/ J.B.Crooks, M.E.Rudd
Phys.Rev.Lett. 25, 1599 (1970)

/DET69/ K.Dettmann, G.Leibfried
Z.Phys. 218, 1 (1969)

/DET74/ K.Dettmann, K.G.Harrison, M.W.Lucas
J.Phys. B7, 269 (1974)

/DOW61/ M.R.C.McDowell
Proc.R.Soc. A264, 277 (1961)

/DRE76/ F.Drepper, J.S.Briggs
J.Phys. B9, 2063 (1976)

/DRI55/ R.M.Drisko
Ph.D.Thesis, Cornegie Institute of Technology, 1955

/DUN76/ M.M.Duncan and M.G.Menendez
Phys.Rev. A25, 566 (1976)

/ECH79/ P.M.Echenique, R.H.Ritchie, W.Brandt
Phys.Rev. B20, 2567 (1979)

/ELS81/ S.B.Elston, I.A.Sellin, M.Breinig, S.Huldt, L.Liljeby, R.S.Thoe, S.Datz, S.Overbury, R.Laubert
Phys.Rev.Lett. 46, 321 (1981)

/ENG67/ H.Enge
Focusing of Charged Particles
Herausgeber A.Septier (Academic Press, New York, 1967)
Kap.4.2

/GRO75/ K.O.Groeneveld, R.Mann, G.Nolte, S.Schumann, R.Spohr, F.Fricke
Z.Phys. A274, 191 (1975)

/GRO76/ K.O.Groeneveld
in Beam Foil Spectroscopy, p.593, eds. I.A.Sellin and Pegg, Plenum, New York 1976

/GRY65/ M.Gryszinsky
Phys.Rev. 138, A305, A322, A336 (1965)

/HEG84/ S.Hegewisch
/HEG86/ Elektroniklabor, Sektion Physik, 8046 Garching

/HÖP85/ R.Höppler
Dissertation, Sektion Physik, München (1985)

/INO71/ M.Inokuti
Rev.Mod.Phys 43, 297 (1971)

/JKB87/ D.H.Jakubaßa-Amundsen
J.Phys. B20, 325 (1987)

/JAK87/ D.H.Jakubaßa-Amundsen
private Mitteilung (1987)

/KOS84/ P.Koschar, R.Latz, J.Kemmler, M.Burkhard, H.J.Frischkorn,
D.Hofmann, J.Schader, R.Schramm, K.O.Groeneveld, M.Breinig
S.B.Elston, I.A.Sellin, W.Meckbach
Lecture Notes in Physics vol.213, ed. K.O.Groeneveld,
(Berlin:Springer), S.129 (1984)

/KUY63/ C.E.Kuyatt, T.Jorgensen,Jr.
Phys.Rev. 130, 1444 (1963)

/LAT84/ R.Latz, G.Astner, H.J.Frischkorn, P.Koschar, D.Hofmann,
K.O.Groeneveld, W.Meckbach
Nucl.Instr.Meth. B2, 265 (1984)

/LAU78/ R.Laubert, I.A.Sellin, C.R.Vane, M.Suter,S.B.Elston,
G.D.Alton, R.S.Thoe
Phys.Rev.Lett. 41, 712 (1978)

/LAU80/ R.Laubert, I.A.Sellin, C.R.Vane, M.Suter, S.B.Elston,
G.D.Alton, R.S.Thoe
Nucl.Instr.Meth. 170, 577 (1980)

/LUC83/ M.W.Lucas, W.Steckelmacher, J.Macek
Phys.Rev.Lett. 50, 1014 (1983)

/MAC70/ J.Macek
Phys.Rev. A1, 235 (1970)

/MAD73/ D.H.Madison
Phys.Rev. A8, 2449 (1973)

/MAS33/ H.S.W.Massey, C.B.O.Mohr
Proc.R.Soc. A140, 613 (1933)

/MEC77/ W.Meckbach, K.C.R.Chiu, H.H.Brongersma, J.W.McGowan
J.Phys. B10, 3255 (1977)

/MEC81/ W.Meckbach, I.B.Nemirovsky and C.R.Garibotti
Phys.Rev.Lett. 53, 621 (1981)

/MES76/ A.Messiah
Walter de Gruyter, Berlin, New York, 437 (1976)

/MOE58/ D.Moe, E.Petsch
Phys.Rev. 110, 1358 (1958)

/MOT65/ N.F.Mott, H.S.W.Massey
The Theory of Atomic Collisions, p.489
Clarendon Press, Oxford (1965), 3rd ed.

/NEE74/ V.N.Neelevathi, R.H.Ritchie and W.Brandt
Phys.Rev.Lett. 33, 302 (1974)

/NEM83/ I.B.E.Nemirovsky, W.Meckbach, P.Focke
Phys.Rev.Lett. 50, 1015 (1983)

/NEU55/ J.Neufeld, R.H.Ritchie
Phys.Rev. 98, 548 (1953)

/OLD67/ W.J.B.Oldham,Jr.
Phys.Rev. 161, 1 (1967)

/OPP28/ J.R.Oppenheimer
Phys.rev. 31, 349 (1928)

/PFE80/ J.Pfennig
Diplomarbeit, Frankfurt/Main (1980)

/PON81/ V.H.Ponce, W.Meckbach
Comment.At.Mol.Phys. 10, 231 (1981)

/ROD79/ M.Rodbro, F.D.Andersen
J.Phys. B12, 2883 (1979)

/RÖS83/ D.Röschenthaler, H.D.Betz, J.Rothermel,
D.H.Jakubaβa-Amundsen
J.Phys. B16, L233 (1983)

/RUD63/ M.E.Rudd, T.Jorgensen,Jr.
Phys.Rev. 131, 666 (1963)

/SAL69/ A.Salin
J.Phys. B2, 631 (1969)

/SAL72/ A.Salin
J.Phys. B5, 979 (1972)

/SEA80/ M.P.Seah, W.A.Dench
Proc.Informal Workshop on the Penetration of Low-Energy
Particles, eds. W.Brandt, R.H.Ritchie
(New York: New York University), p.54 (1980)

/SEL82/ I.A.Sellin, M.Breinig, W.Brandt, R.Laubert
Nucl.Instr.Meth. 194, 395 (1982)

/SEL84/ I.A.Sellin, S.D.Berry, M.Breinig, C.Bottcher, R.Latz,
M.Burkhard, H.Folgert, H.J.Frischkorn, K.O.Groeneveld,
D.Hofmann, P.Koschar
Lecture Notes in Physics vol. 213, ed. K.O.Groeneveld
(Berlin: Springer), p.109 (1984)

/SHA79/ R.Shakeshaft and L.Spruch
Rev.Mod.Phys 51, 369 (1979)

/SRA85/ R.Schramm, P.Koschar, H.-D.Betz, M.Burkhard, J.Kemmler, O.Heil, K.O.Groeneveld
J.Phys. B18, L507 (1985)

/STO78/ N.Stolterfoht
Topics in Current Physics
ed. I.A.Sellin, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1978

/THO27/ L.H.Thomas
Proc.R.Soc. 114, 562 (1927)

/VAG82/ Z.Vager, B.J.Zabransky, D.Schneider, E.P.Kanter, Gu Yuan Zhuang, D.S.Gemmel
Phys.Rev.Lett. 48, 592 (1982)

/VAG83/ Z.Vager, B.J.Zabransky, D.Schneider, E.P.Kanter, Gu Yuan Zhuang, D.S.Gemmel
Phys.Rev.Lett. 50, 1017 (1983)

/YAM82/ Y.Yamazaki and N.Oda
Nucl.Instr.Meth. 194, 415 (1982)

/YAR78/ B.S.Yarlagadda, J.E.Robinson and W.Brandt
Phys.Rev. B17, 3473 (1978)

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H.D.Betz für die Überlassung des Themas. Seine Ratschläge und Interpretationen waren eine große Hilfe bei der Analyse der Ergebnisse.

Für ihre Unterstützung bei der Vorbereitung, Durchführung sowie der Interpretation der Experimente möchte ich den Mitgliedern unserer Forschungsgruppe, den Herren Dr. R.Höppler, Dr. R.Spies, Dipl.Phys. W.Oswald und Professor Dr. F.Bell, sowie für die kritische Durchsicht des theoretischen Teils dieser Arbeit, Frau Dr. D.H.Jakubaßa-Amundsen herzlich danken. Eine große Unterstützung während den Experimenten, die im Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt wurden, erhielten wir von Prof. Dr. R.Schuch und Dr. E.Szmola. Ihnen gilt ebenso mein Dank, wie den Mitgliedern der Frankfurter Forschungsgruppe um Prof. Dr. K.O.Groeneveld für gemeinsam durchgeführte Experimente. Daneben gilt mein Dank Priv.Doz. Dr. N.Stolterfoht und Dr. D.Schneider für gemeinsame Experimente am Hahn-Meitner-Institut in Berlin.

Herrn H.Schuhmann bin ich zu Dank verpflichtet, dessen Ideen bei der Konstruktion der Streukammer und des Spektrometers eine wertvolle Hilfe waren. Ebenso gilt mein Dank den Beschäftigten der mechanischen Werkstatt für den Bau der Kammer- und Spektrometereinrichtungen, den Beschäftigten des Elektroniklabors für den Bau verschiedener elektronischer Geräte, sowie allen Beschäftigten des Beschleuniger-Laboratoriums und allen Institutsmitgliedern, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Lebenslauf

geboren:	15.09.1958	in Königstein/Taunus
Schule:	1965-1972	Grund- und Hauptschule Kronberg/Taunus
	1972-1974	gewerbliche Berufsfachschule Oberursel/Taunus
	1974-1977	Technisches Gymnasium Bad Homburg v.d.H
Wehrdienst:	1977-1978	Northeim/Harz und Nienburg a.d. Weser
Studium:	WS 1978-1984	Physik mit Abschluß Diplom an der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt am Main
	seit 1984	Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Sektion Physik in Garching und Beginn der Promotion